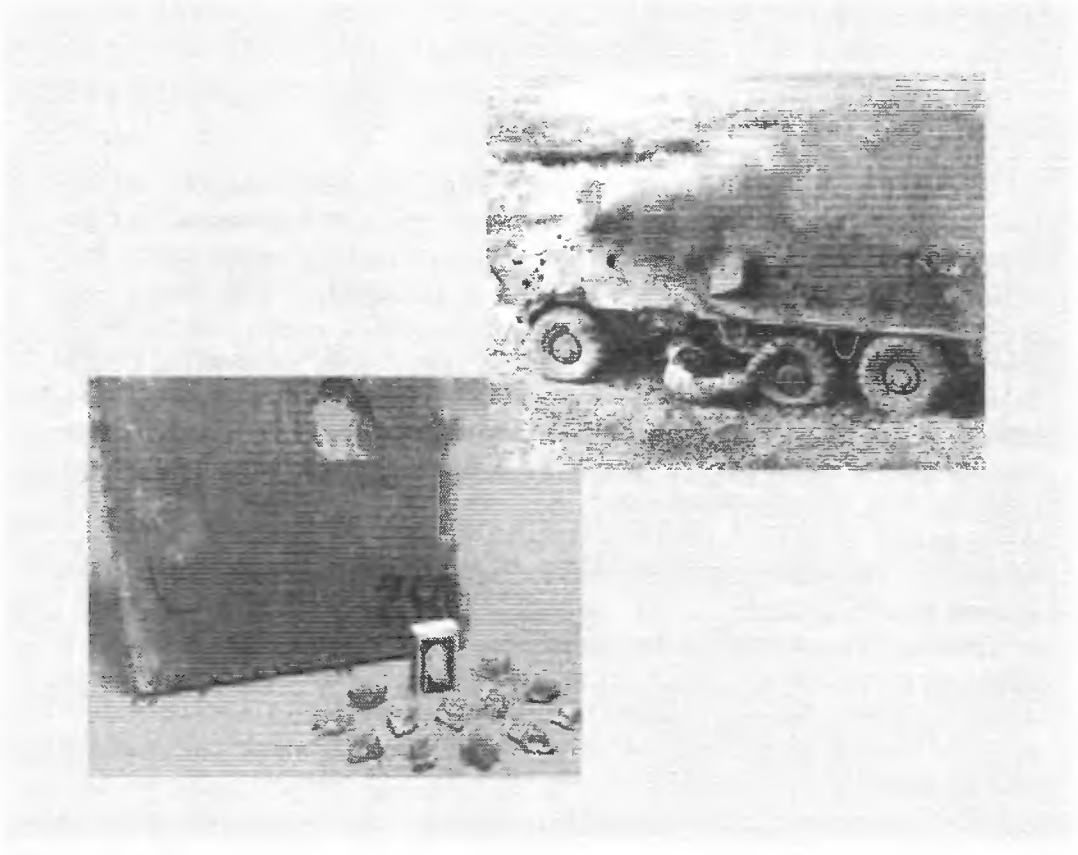
VISIT…

И.А. БАЛАГАНСКИЙ, Л.А. МЕРЖИЕВСКИЙ

ДЕЙСТВИЕ СРЕДСТВ ПОРАЖЕНИЯ И БОЕПРИПАСОВ



НОВОСИБИРСК
2004

УДК 623.45 (075.8)
Б 20

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук, проф., заведующий лабораторией Института гидродинамики им. *М.А. Лаврентьева*, СО РАН *Л.А. Лукьянчиков*
д-р техн. наук, проф., главный конструктор Института прикладной физики *Е.К. Юровский*

Балаганский И.А., Мержневский Л.А.
Б 20 Действие средств поражения и боеприпасов: Учебник. – Новосибирск: Изд-во НГТУ. – 2004. – 408 с. – (Серия «Учебники НГТУ»).

ISBN 5-7782-0467-1

В учебнике в систематизированном виде изложен комплекс вопросов, связанных с поражающим действием средств поражения и боеприпасов. Рассмотрены основные понятия теории эффективности, физические основы функционирования и поражающего действия осколочных, кумулятивных, фугасных и проникающих средств поражения. Даны расчетные формулы, позволяющие оценивать параметры полей поражения и их взаимодействия с различными объектами. Приведены критерии поражения, даны характеристики уязвимости объектов по отношению к различным поражающим факторам, представлены зависимости для оценки безопасных расстояний и стойкости различных сооружений по отношению к действию взрыва и удара. Рассмотрены вопросы, связанные с использованием численного моделирования процессов взрыва и удара.

Учебник ориентирован на студентов, аспирантов и специалистов в области изучения взрывных явлений и взрыво-безопасности. Кроме этого, он может быть использован при разработке защитных мероприятий при борьбе с терроризмом и техногенными авариями, связанными со взрывами.

УДК 623.45 (075.8)

© Балаганский И.А.,
Мержиевский Л.А., 2004

ISBN 5-7782-0467-1

© Новосибирский государственный технический университет, 2004

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время отсутствуют доступные издания, в которых в систематизированном виде на современном уровне была бы представлена информация о поражающем действии средств поражения и боеприпасов.

Нами сделана попытка восполнить этот пробел. В учебнике содержится описание физических основ функционирования и поражающего действия боеприпасов. Во введении даны основные понятия теории эффективности боеприпасов и средств поражения. В первой главе рассмотрено устройство и действие осколочных боеприпасов; во второй главе – устройство и действие кумулятивных. В третьей главе описаны фугасные средства поражения и боеприпасы; в четвертой главе – средства поражения и боеприпасы проникающего действия. Поскольку в последние годы исследование процессов взрыва и удара невозможно без широкого применения численного моделирования, авторы сочли необходимым посвятить этим вопросам отдельную главу (гл. 5). В ней не ставится цель научить созданию программных систем для численного моделирования – их более чем достаточно. Важно научить грамотно использовать существующие программные системы и комплексы.

Даны расчетные формулы, позволяющие оценить параметры полей поражения и их взаимодействия с различными объектами. Приведены критерии поражения, даны характеристики уязвимости объектов по отношению к различным поражающим факторам, представлены зависимости для оценки безопасных расстояний и стойкости различных объектов и сооружений по отношению к действию взрыва и удара. При написании учебника обобщен опыт

преподавания соответствующих дисциплин в Новосибирском государственном техническом университете, Московском государственном техническом университете им. Н.Э. Баумана, Балтийском государственном техническом университете им. Д.Ф. Устинова и в Военном авиационном техническом университете им. Н.Е. Жуковского. В учебнике также нашли отражение результаты собственных исследований авторов.

В учебнике не нашли отражения вопросы, связанные с устройством и действием систем управления и наведения высокоточных средств поражения, так как они представляют собой отдельный и обширный предмет для изучения. Используемые размерности не всегда даны в системе СИ, поскольку в цитируемой литературе и в классических изданиях, посвященных действию средств поражения и боеприпасов, как правило, используются специфические артиллерийские единицы измерения величин. Авторы надеются, что читатель разберется в используемых единицах, что поможет ему в дальнейшем без затруднений знакомиться со специальной литературой. Для облегчения перевода единиц измерений в приложении приведены таблицы с переводными коэффициентами и необходимыми пояснениями. Предполагается, что читатель знаком с основами теории вероятностей, физики взрыва и газовой динамики.

Учебник ориентирован на студентов, аспирантов, специализирующихся в области изучения взрывных явлений и взрывобезопасности. Кроме этого, он будет полезен и другим специалистам в области разработки защитных мероприятий при борьбе с терроризмом и техногенными авариями, связанными со взрывами.

Введение, главы с первой по третью и первый раздел четвертой главы написаны И.А. Балаганским, четвертая и пятая главы – Л.А. Мержиевским. В конце каждой главы приведен список цитированной литературы.

При написании разделов 2.1, 3.1, 4.1 также использованы материалы Г.В. Ермакова, при написании раздела 3.5 – В.В. Селиванова.

ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

ЗРК – зенитно-ракетный комплекс
РЛС – радиолокационная станция
ОБП – осколочный боеприпас
ПЭ – поражающий элемент
ОФС – осколочно-фугасный снаряд
ВВ – взрывчатое вещество
ПВ – продукты взрыва
ОФМ – осколочно-фугасная мина
АРС – активно-реактивный снаряд
ОФАРМ – осколочно-фугасная активно-реактивная мина
ОФС/ГГ – осколочно-фугасный снаряд с газогенератором
ГПЭ – готовый поражающий элемент
БЧ – боевая часть
ОБЧ – осколочная боевая часть
ЗД – заданное дробление
ЕД – естественное дробление
САУ – самоходная артиллерийская установка
РСЗО – реактивная система залпового огня
ПТРК – противотанковый ракетный комплекс
ОФБП – осколочно-фугасный боеприпас
ЛУТ – легкоуязвимая техника
ЛБТ – легкобронированная техника
ЖС – живая сила
РДТТ – ракетный двигатель на твердом топливе
ОЖС – открыто расположенная живая сила
ЖСБ – живая сила в бронежилетах
ВФС – войсковые фортификационные сооружения
КО – кумулятивная облицовка

КС – кумулятивная струя
КЗ – кумулятивный заряд
ДВ – детонационная волна
ДФ – детонационный фронт
ИУВ – инициирующая ударная волна
УВ – ударная волна
ВУВ – воздушная ударная волна
ПУВ – падающая ударная волна
ОУВ – отраженная удариая волна
ГУВ – головная ударная волна
ТТ – тройная точка
ВР – волна разрежения
ПТУР – противотанковая управляемая ракета
БПС – бронебойиый подкалиберный снаряд
ДЗ – динамическая защита
ЭДЗ – элемент динамической защиты
ТВС – топливовоздушная смесь
НКПВ – нижний концентрационный предел воспламенения
ВКПВ – верхний концеитрационный предел воспламенения
ГП – газовый пузырь

ВВЕДЕНИЕ

В.1. ТИПЫ БОЕПРИПАСОВ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ИХ ПОРАЖАЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ

Основные понятия и определения. Понятие «средства поражения и боеприпасы» включает в себя широкий круг разнообразных элементов вооружения: от патронов стрелкового оружия и ручных гранат до артиллерийских и минометных выстрелов, авиационных и глубинных бомб, боевых частей ракет и торпед, инженерных и морских мин, предназначенных для поражения живой силы и техники противника, разрушения сооружений и укреплений и выполнения специальных задач.

Под действием понимается способность боеприпаса обеспечивать поражение при условии, что он уже находится у цели и все его элементы отработали без сбоев. Не следует, таким образом, смешивать понятия эффективности поражающего действия боеприпаса у цели и эффективности его боевого применения. Очевидно, что эффективность боевого применения зависит не только от действия боеприпаса у цели, но и от точности доставки боеприпаса, надежности работы всех его элементов и, прежде всего, взрывательного устройства, способности противостоять защитным мерам, осуществляемым противником, и от многих других факторов.

В качестве наглядного примера можно вспомнить историю создания термоядерного оружия. В США впервые было испытано термоядерное устройство, а первая термоядерная бомба была создана в СССР. Устройство, созданное в США, имело такой вес, что о доставке к реальной цели говорить было бессмысленно. Оно обладало поражающим действием, но его боевая эффективность отсутствовала полностью.

Типы боеприпасов и виды их поражающего действия. Для того чтобы обеспечить поражение целей, необходимо оказывать на них какое-либо воздействие. Принято выделять:

- действие осколочного потока;
- проникающее действие;
- кумулятивное действие;
- действие ударной волны и продуктов взрыва;
- зажигательное действие;
- действие проникающей радиации и электромагнитного излучения ядерного взрыва.

Все боеприпасы в зависимости от того, каким поражающим фактором определяется их основное действие, подразделяются на следующие типы:

- осколочные (боеприпасы естественного, заданного дробления и с готовыми поражающими элементами, стержневые боевые части, пороховая и взрывная шрапнель, картечь);
- проникающие (боеприпасы стрелкового оружия, бронебойные и бетонобойные);
- кумулятивные (кумулятивные боеприпасы и боевые части с одним кумулятивным узлом и тандемные, боеприпасы со снарядоформирующими зарядами);
- фугасные, в том числе боеприпасы объемного взрыва;
- зажигательные;
- ядерные (основанные на реакции деления или синтеза);
- унифицированные по действию (осколочно-фугасные, бронебойно-зажигательные, кумулятивно-осколочные и т.д.).

В отдельную группу можно выделить боеприпасы помех, которые не наносят поражения цели, а служат средствами противодействия для защиты или снижения ущерба от действия средств поражения противника. С этой же целью разрабатываются боеприпасы активной защиты, которые призваны уничтожать боеприпасы противника при подходе их к цели.

Существует также множество боеприпасов вспомогательного и специального назначения: осветительные, дымовые и ряд других, которые здесь рассматриваться не будут.

Как мы видим, способов воздействия на объекты поражения относительно немного, несмотря на огромное разнообразие конструкций средств поражения и боеприпасов. В основном все они определяются либо кинетической энергией самого боеприпаса, либо химической энергией взрывчатого вещества, которым снаряжен боеприпас. И в том и в другом случае закономерности, описывающие процессы формирования полей поражения и сами процессы

поражения, определяются уравнениями, описывающими поведение материалов при импульсном нагружении.

В рамках данного курса мы достаточно подробно рассмотрим действие осколочных, кумулятивных, фугасных и проникающих боеприпасов.

В.2. ОБОБЩЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОРАЖАЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ

Поражающее действие боеприпасов и средств поражения можно характеризовать разными величинами. Скажем, для осколочных средств поражения иногда применяют такие характеристики, как количество убойных осколков, расстояние, на котором осколок способен пробить преграду заданной толщины; действие кумулятивных боеприпасов оценивают по толщине пробиваемой брони; для оценки фугасных боеприпасов используют величину избыточного давления на фронте ударной волны и т.д. Такие показатели не позволяют достаточно полно охарактеризовать поражающее действие и, таким образом, сравнивать боеприпасы между собой, не дают возможности решать задачи по выбору и обоснованию конструктивных параметров вновь разрабатываемых средств поражения. Поэтому в настоящее время для решения этих задач используют так называемые обобщенные характеристики поражающего действия, которые содержат в себе сведения о конструктивных параметрах боеприпасов, о частных показателях их поражающего действия, об уязвимости цели, об условиях применения боеприпасов и о степени наносимого цели ущерба.

Типы поражения. Применительно к наземным целям в качестве численной характеристики ущерба принято использовать минимальное время, в течение которого пораженная цель не может функционировать как боевая единица. В соответствии со временем, на которое цель прекращает функционирование, вводится три основных типа поражения целей:

Тип *A* – решение задач операции;

Тип *B* – решение задач дня;

Тип *C* – решение задач боя.

Отметим, что для различных целей и различных боевых задач по их поражению времена, соответствующие различным типам поражения, могут существенно варьироваться, а в ряде случаев вводятся дополнительные типы поражения (например, для брониро-

ванной техники используют тип поражения *D*). Иногда отождествляют поражение по типу *A* с уничтожением цели, по типу *B* – с выводом из строя, по типу *C* – с подавлением.

Тип поражения устанавливается в техническом задании на разработку и определяется для техники временем нарушения боевого функционирования, а для живой силы связывается с минимально необходимым временем госпитализации и лечения (табл. В.1).

Таблица В.1

Типы поражения целей

Цель	Боевая техника				Живая сила		
Тип поражения	*A*	*B*	*C*	*D*	*A*	*B*	*C*
Время вывода из строя	7 суток	12...24 ч	3 ч	30 мин	2...3 мес.	1 мес.	7 суток

Ударные и дистанционные боеприпасы. Все боеприпасы при оценке эффективности поражающего действия можно разделить на боеприпасы ударного, или контактного действия, способные поразить цель только при прямом попадании в нее (кумулятивные, бронебойные, бетонобойные), и боеприпасы дистанционного действия, способные поразить цель при взрыве от нее на некотором расстоянии (осколочные, фугасные).

Обобщенные характеристики боеприпасов ударного действия. Для боеприпасов ударного действия исчерпывающей характеристикой, определяющей их разрушающее действие по одиночным малоразмерным целям, является условный закон поражения $G(m)$, под которым понимают вероятность поражения цели при условии, что в нее попало m снарядов. Условный закон поражения одновременно определяет собой как разрушительную мощь, так и степень уязвимости цели по отношению к поражающему действию попавших в нее боеприпасов. Функция $G(m)$ имеет смысл только для целых m, однако для наглядности обычно соединяют все точки плавной кривой, как показано на рис. В.1.

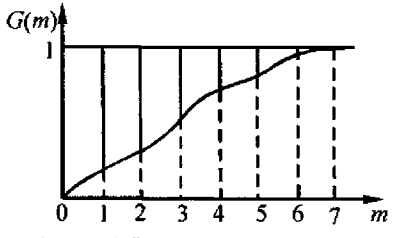


Рис. В.1. Вид условного закона поражения

Удобной численной характеристикой условного закона поражения является среднее необходимое число попаданий – ω, представляющее собой математическое ожидание числа попаданий, при котором цель считается пораженной

$$\omega = \sum_{m=0}^{\infty} \left[1 - G(m)\right]. \qquad \text{(В.1)}$$

Таким образом, среднее необходимое число попаданий ω равно сумме дополнений до единицы закона поражения $G(m)$. Чем выше расположены ординаты закона поражения, тем меньше будет значение ω. Величина ω, являясь интегральной характеристикой условного закона поражения, полностью определяет разрушающее действие снаряда и уязвимость цели. Чем мощнее снаряд и чем уязвимее цель, тем меньше будет величина среднего необходимого числа попаданий.

Накопленне ущерба. Закон поражения цели имеет особенно простой вид, если отсутствует накопление ущерба. Накоплением ущерба называется такое явление, когда снаряды «помогают друг другу» поражать цель, т.е. когда цель может быть поражена совместным действием двух и более снарядов (или других поражающих элементов), ни один из которых, взятый в отдельности, цели бы не поразил. Например, если на самолете-цели имеются топливные баки с инертным заполнителем, то для поражения таких баков часто требуется попадание как минимум двух снарядов, из которых первый пробивает бак, а второй воспламеняет разлившееся горючее. Если бы в составе самолета были только безусловно поражаемые при одном попадании агрегаты, а остальные части самолета были вовсе неуязвимыми, накопление ущерба отсутствовало бы. Строго говоря, накопление ущерба всегда имеет место. Однако в большинстве случаев оно незначительно и им пренебрегают.

Предположим, что накопление ущерба отсутствует и снаряды поражают цель независимо друг от друга. Обозначим r – вероятность поражения цели при попадании в нее одного снаряда. Тогда закон поражения $G(m)$ – вероятность поражения цели при m попаданиях – равен вероятности того, что хотя бы один из снарядов поразит цель:

$$G(m) = 1 - (1 - r)^m. \qquad \text{(В.2)}$$

Такой закон поражения называется показательным законом.

Итак, если для некоторой цели накопление ущерба отсутствует, то ее закон поражения – показательный закон, где r – вероятность поражения цели при одном попадании.

Величину r можно трактовать как относительную площадь уязвимых агрегатов цели. Действительно, пусть цель состоит только из двух типов агрегатов: безусловно уязвимых и абсолютно неуязвимых. Тогда вероятность поражения равна вероятности того, что попавший в цель снаряд попадет в ее уязвимые агрегаты. Если считать распределение попавших в цель снарядов приблизнтельно равномерным, что справедливо при малых размерах цели, то величина r будет равна относительной площади уязвимых агрегатов.

Можно показать, что для цели, не имеющей накопления ущерба, среднее необходимое число попаданий есть величина, обратная относительной площади ее уязвимых агрегатов:

$$\omega - \frac{1}{r}. \qquad \text{(В.3)}$$

Величину полной площади цели ($S_{\text{ц}}$), деленную на среднее необходимое число попаданий (ω), называют уязвимой площадью цели $S_{\text{у}}$. Обычно при расчетах рассматривают проекцию полной или уязвимой площади цели на направление полета снаряда. Тогда в зависимости от преимущественных направлений обстрела цели говорят о среднеракурсной полной или уязвимой площади цели. Вероятность поражения цели в этом случае может быть вычислена как вероятность попадания в уязвимую площадь цели.

Обобщенные характернстнкн боеприпасов дистанционного действня. Боеприпасы дистанционного действия поражают цель не только при прямом попадаиии, но и при разрыве на некотором расстоянии от нее. Поражение цели осуществляется либо за счет воздействия на нее продуктов взрыва и ударной волны (фугасные боеприпасы), либо за счет поражения осколками отдельных уязвимых агрегатов цели (осколочные боеприпасы).

Основной характеристикой, определяющей эффективность поражающего действия таких боеприпасов, является координатный закон поражения $G(x, y, z)$. Координатный закон поражения представляет собой функциональную зависимость вероятности поражения цели от координат точки разрыва боеприпаса относительно цели.

Наиболее простой вид координатный закон поражения имеет для фугасных боеприпасов, поражающее действие которых оценивается радиусом разрушения цели $R_р$. Следовательно, для фугасных боеприпасов координатный закон выражается простой ступенчатой зависимостью от расстояния до цели R. Если снаряд разорвался на расстоянии $R < R_р$ от цели, то $G(R) = 1$, а при $R > R_р$ $G(R) = 0$. Область пространства вокруг цели, внутри которой $G(R) = 1$, называется зоной безусловного поражения цели. Границами этой области являются линии или поверхности, эквидистантные очертаниям цели (рис. В.2).

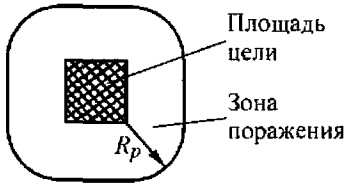


Рис. В.2. Зона безусловного поражения цели фугасным действием

Сложнее обстоит дело с вычислением координатного закона поражения $G(x, y, z)$ для осколочных боеприпасов, так как факт поражения цели носит случайный характер. Ведь при заданном положении точки разрыва число попавших в цель осколков является случайным, и существует определенная вероятность того, что ни один из осколков не попадет в цель, а в случае попадания не сможет поразить ее жизненно важные агрегаты.

Рассмотрим какой-нибудь агрегат цели, вывод из строя которого приводит к поражению всей цели. Очевидно, что при каком-то заданном взаимном положении цели и снаряда для вычисления вероятности поражения агрегата g надо знать число попавших в него осколков n и вероятность его поражения при попадании одного осколка p_1. Если бы число попавших осколков было известно точно, то вероятность поражения агрегата g можно было определить по известной формуле

$$g(n) = 1 - (1 - p_1)^n. \qquad (В.4)$$

В действительности в рассматриваемый агрегат может попасть различное число осколков. Поэтому для вычисления вероятности поражения данного агрегата надо знать закон распределения числа попавших осколков, т.е. вероятность того, что в заданную площадь попадет то или иное число осколков.

Опытные данные в полном соответствии с теорией вероятностей свидетельствуют о том, что закон распределения числа оскол-

ков, попадающих в агрегаты, угловые размеры которых малы по сравнению с шириной сектора осколочного поля, близок к закону Пуассона. Применительно к даниому случаю формула закона Пуассона имеет вид

$$p_n = \frac{n^{-n}}{n!} e^{-<n>}, \qquad \text{(В.5)}$$

где p_n – вероятность того, что в рассматриваемый агрегат попадет ровно n осколков; n – случайное число попавших осколков; $<n>$ – математическое ожидаиие числа осколков, приходящихся на площадь агрегата.

Проведя соответствующие преобразования и введя обозначение $<m> = <n>p_1$, получим выражение для координатного закона поражения агрегата

$$g(x, y, z) = 1 - e^{-<m>(x, y, z)}. \qquad \text{(В.6)}$$

Координиатный закои поражения всей цели запишется аналогичным образом

$$G(x, y, z) = 1 - e^{-<m>(x, y, z)}, \qquad \text{(В.7)}$$

где $<m>$ – математическое ожидание числа осколков, поразивших цель.

При плоском рассеивании точек разрыва сиарядов (стрельба по наземным целям) координатный закон будет определяться двумя координатами точки разрыва на плоскости:

$$G(x, y) = 1 - e^{-<m>(x, y)}. \qquad \text{(В.8)}$$

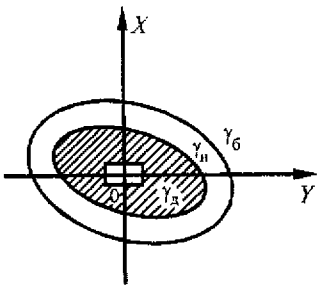


Рис. В.3. Области, расположенные вокруг центра цели

Как показали исследования, координатные законы имеют разный вид в зависимости от характера цели, мощности боеприпаса и других условий. При рассмотрении этих законов можно выделить три различные области, расположеииые вокруг центра цели (рис. В.3). Одиа из этих областей ($\gamma_д$) характеризуется тем, что разрыв боеприпаса в любой ее точке всегда приводит к поражеиию цели. Эту область называют областью достовер-

ных поражений. За ней следует область ($\gamma_н$), где разрыв боеприпаса не обязательно приводит к поражению цели. Такую область называют областью недостоверных поражений. Затем располагается область ($\gamma_б$), в которой разрывы не наносят ущерба цели; ее называют областью безопасных разрывов.

Приведенная зона поражения цели. Вид координатного закона поражения можно упростить, искусственно расширив соответствующим образом область достоверных поражений за счет области недостоверных и совсем исключив из рассмотрения область недостоверных поражеиий. Полученную расширенную область достоверных поражений называют приведенной зоной поражения цели, которая характеризуется площадью $S_{пр}$, а ее размеры – приведенными размерами цели. Для всех точек приведенной зоны в соответствии с ее определением $G(x, y) = 1$, а вне этой зоны $G(x, y) = 0$, другими словами, в этом случае координатный закон поражения имеет ступенчатый вид.

По определению приведенная зона поражения может быть получена следующим образом:

$$S_{пр} = \iint_S G(x, y)dS. \qquad (В.9)$$

Интегрирование ведется по всей площади, в пределах которой координатный закон не обращается в ноль.

Для ядерных боеприпасов приведенная зоиа поражения имеет форму круга с площадью $S_{пр} = \pi R^2$, где R – радиус приведенной зоны поражения.

Для обычных боеприпасов приведенную зону поражения часто представляют в виде прямоугольника, и поэтому ее площадь $S_{пр} = 4l_x l_y$, где $2l_x$ и $2l_y$ – глубииа и фронт приведенных размеров цели.

Вероятность поражения элементарной цели при нескольких выстрелах при использовании понятия приведенной зоны может быть вычислеиа как вероятность попадания хотя бы одного боеприпаса в эту зону. В этом случае вероятность вычисляется по тем же формулам, что и при оценке эффективности ударных боеприпасов.

В.3. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ СТРЕЛЬБЫ

Понятие боевой эффективности вооружения. Подробное изучение теории и методов оценки боевой эффективности средств поражения и боеприпасов различного назначения не входит в задачу настоящего учебника. Однако рассмотрение основных понятий, безусловно, полезно для лучшего понимания дальнейшего изложения. На простых моделях боевых операций мы проиллюстрируем, как при оценке боевой эффективности используются обобщенные характеристики поражающего действия.

Боевую эффективность вооружения оценивают, как правило, по величине ущерба, наносимого объектам (целям) противника. Эффективность стрельбы зависит от большого числа различных факторов: вида, размеров, подвижности и уязвимости цели; характеристик рассеивания и поражающего действия боеприпасов; наряда средств (количества орудий, ракет, батарей, дивизионов, самолетов и т.п.), привлекаемого для поражения целей; способов ведения огня; надежности вооружения; времени пребывания объекта на позиции; противодействия противника и т.д. В частности, по данным швейцарской армии, через 6 секунд после начала обстрела первый солдат и через 11 секунд последний солдат уже достигают убежища.

Классификация целей, типичные показатели эффективности. Для оценки эффективности стрельбы все многообразие целей можно представить тремя типичными разновидностями.

1. *Одиночная цель* – это элементарная, как правило, малоразмерная цель, которая выполняет определенные функции (самолет, корабль, танк). Задачей стрельбы является ее поражение. В качестве показателя эффективности часто используют вероятность поражения $W = P(A)$, где A – поражение цели.

2. *Групповая цель* – это цель, состоящая из нескольких одиночных целей: позиция зенитно-ракетного комплекса, колонна танков, группа самолетов, кораблей, объединенных общей боевой задачей. При стрельбе необходимо нанести ущерб группе как единому целому и тем самым помешать ей выполнить боевую задачу. По опыту Великой Отечественной войны отказ противника от продолжения атаки находится в прямой зависимости от величины потерь. Потеря 50...60 % танков означает отказ от продолжения атаки с вероятностью 0,90...0,95. За показатель эффективности стрельбы обычно принимают среднее число пораженных целей из состава

группы $M_п = M[X_п]$, где случайная величина $X_п$ – число пораженных целей. В некоторых случаях перед стрельбой по групповой цели ставится более определенная задача, например, вывести из строя зенитно-ракетный комплекс противника. Поражение позиции ЗРК может означать либо поражение всех пусковых установок ракет, либо поражение РЛС подсвета целей. Тогда показателем эффективности стрельбы по групповой цели будет вероятность выполнения поставленной задачи A: $W = P(A)$.

3. *Площадная цель* – это цель, состоящая из совокупности объектов, распределенных в пределах некоторой площади не вполне известным образом, например, скопление живой силы и техники. Характерным для площадной цели является то, что стрельба ведется не по отдельным объектам, а по всей площади цели как таковой. В качестве показателя эффективности используют математическое ожидание доли пораженной площади $M = M[U]$, где $U = S_п/S_ц$ – отношение пораженной площади к полной площади цели.

Рассеивание при стрельбе. При любом виде стрельбы как неуправляемыми, так и управляемыми снарядами всегда наблюдается рассеивание. Основными причинами рассеивания снарядов при стрельбе являются: неточное определение координат цели; погрешность прицеливания; влияние метеорологических факторов (ветер, изменение атмосферного давления, влажности); колебания пусковой установки; наличие производственных допусков при изготовлении боеприпасов.

Все ошибки, влияющие на отклонение снаряда от цели, можно разделить на систематические и случайные. Систематические ошибки от выстрела к выстрелу не изменяются, их можно измерить и учитывать в дальнейшем (например, отклонение точки прицеливания от центра рассеивания снарядов, влияние пониженного атмосферного давления при стрельбе на высоте, отличной от уровня моря). Случайные ошибки учесть невозможно, поскольку они изменяются от выстрела к выстрелу. В результате совместного влияния всех ошибок стрельбы фактическая траектория снаряда никогда не совпадает с расчетной, а точка попадания (или разрыва) снаряда неизбежно отклоняется от расчетной, куда был направлен снаряд. Это явление и называется рассеиванием.

Закон распределения случайных величин, характеризующих точку попадания (или разрыва) боеприпасов, называется законом рассеивания. Для ударных боеприпасов или дистанционных с плоским рассеиванием этот закон представляется в виде закона рас-

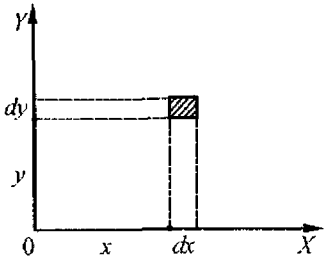


Рис. В.4. Площадка размерами *dxdy*, примыкающая к точке с координатами (x, y)

пределения двух координат (x, y) точки попадания. Обычно рассеивание задается величиной плотности вероятности $\varphi(x, y)$. Величина $\varphi(x, y)dxdy$ есть вероятность попадания в площадку с размерами $dxdy$, примыкающую к точке с координатами (x, y) (рис. В.4). Аналогично, для боеприпасов с объемным рассеиванием закон рассеивания есть распределение трех координат точки разрыва (x, y, z) и характеризуется плотностью $\varphi(x, y, z)$, причем величина $\varphi(x, y, z)dxdydz$ есть вероятность разрыва снаряда в элементарном объеме $dxdydz$, примыкающем к точке (x, y, z).

Рассмотрим случай плоского рассеивания, как более простой. Пусть производится стрельба ударными снарядами или дистанционными с плоским рассеиванием. Выберем, прежде всего, плоскость, на которой будем изучать рассеивание точек попадания. Эту плоскость принято называть картинной плоскостью или плоскостью рассеивания. При стрельбе по наземным или морским целям дистанционными боеприпасами это, как правило, поверхность земли или моря. При поражении наземных или морских целей ударными боеприпасами обычно рассматривают рассеивание боеприпасов в вертикальной плоскости. При стрельбе по воздушным целям картинная плоскость чаще всего проводится через точку встречи перпендикулярно вектору относительной скорости встречи боеприпаса с целью.

Когда картинная плоскость Q зафиксирована, на ней выбирается прямоугольная система координат $x0y$. На рис. В.5 показаны картинная плоскость и система координат для случая стрельбы по воздушной цели.

Обычно при стрельбе дистанционными снарядами по морским или наземным целям ось x хотя бы приближенно совпадает с направлением стрельбы и рассеивание вдоль оси x характеризует рассеивание по дальности, ось y, таким образом, характеризует рассеиваиие по боку.

В качестве закона рассеивания при всех видах стрельбы и бомбометания применяется, как правило, нормальный закон. Это связано с тем, что ошибка стрельбы по каждой из осей может быть представлена как сумма большого числа элементарных ошибок,

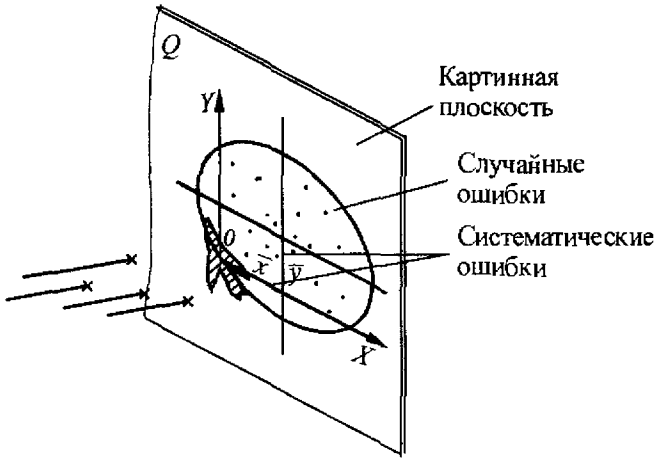


Рис. В.5. Построение системы координат в картинной плоскости

вызванных действием различных причин. Если одна из координатных осей (как правило, $0x$) хотя бы приближенно совпадает с направлением стрельбы, то такие оси называются главными. В этом случае закон рассеивания примет наиболее простой вид:

$$\varphi(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} e^{-\frac{1}{2}\left[\frac{(x-\bar{x})^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y-\bar{y})^2}{\sigma_y^2}\right]}, \qquad \text{(В.10)}$$

где $\bar{x}$, $\bar{y}$ – координаты центра рассеивания. Они характеризуют систематическую ошибку стрельбы. Если систематическая ошибка отсутствует, то эти величины равны нулю; σ_x, σ_y – средние квадратичные отклонения по осям $0x$, $0y$ соответственно.

В практике оценки эффективности обычно используют не величины σ_x, σ_y, а так называемые вероятные (срединные) отклонения по осям $0x$, $0y$, которые обозначаются соответственно E_x и E_y :

$$E_x = \rho\sqrt{2}\sigma_x, \quad E_y = \rho\sqrt{2}\sigma_y \quad \rho \approx 0{,}477.$$

Вероятные отклонения удобны тем, что они являются главными полуосями эллипса рассеивания, внутри которого ложится ровно

половина всех попаданий. Закон рассеивания в этом случае приобретает следующий вид:

$$\varphi(x, y) = \frac{\rho^2}{\pi E_x E_y} e^{-\rho^2\left[\frac{(x-\bar{x})^2}{E_x^2} + \frac{(y-\bar{y})^2}{E_y^2}\right]}. \qquad \text{(В.11)}$$

Обычно считают, что ошибки по дальности (E_x) не зависят от ошибок по направлению (по боку) (E_y). Поэтому эти величины можно рассматривать независимо друг от друга.

Схема двух групп ошибок. Случайная ошибка выстрела состоит из нескольких слагаемых случайных ошибок: ошибки определения координат цели, поправки на метеорологические и баллистические факторы, технического рассеивания, вызванного различиями в весе и форме снарядов, и т. д. При одном выстреле каждое слагаемое суммарной ошибки выстрела повторяется только один раз, и в этом случае говорят, что имеет место одна группа ошибок. При нескольких выстрелах по одной цели некоторые составляющие общей ошибки выстрелов, вызванные общими источниками, повторяются, другие составляющие, вызванные разными источниками, не повторяются. Например, при стрельбе по ненаблюдаемой цели из одного орудия с одной установкой прицела для всех выстрелов будет повторяться ошибка определения координат цели и не будет повторяться ошибка, вызванная отклонениями формы и веса снарядов. Особо отметим, что в данном случае ошибка определения координат цели, хотя и повторяется от выстрела к выстрелу, но является случайной, а не систематической.

Ошибки выстрелов, имеющие хотя бы один общий источник и содержащие хотя бы одно общее слагаемое, называют зависимыми. Имея в виду стрельбу в таких условиях, говорят о зависимых выстрелах. В реальных условиях выстрелы всегда зависимые и поэтому приходится рассматривать сложную систему ошибок, состоящую, по меньшей мере, из двух групп ошибок.

Если вернуться к случаю стрельбы из одного орудия по ненаблюдаемой цели (неконтролируемая стрельба), то можно рассматривать две группы случайных ошибок: ошибки подготовки данных (E_{x0}, E_{y0}) – групповая ошибка, и технического рассеивания ($B_д$, $B_б$) – индивидуальная ошибка. Тогда полная срединная ошибка выстрела по дальности

$$E_x = \sqrt{E_{x0}^2 + B_д^2}, \qquad \text{(В.12)}$$

по боку

$$E_y = \sqrt{E_{y0}^2 + B_б^2}\ . \qquad \text{(В.13)}$$

Групповая ошибка отклоняет от цели весь залп как единое целое (рис. В.6). Индивидуальные ошибки создают рассеивание внутри залпа.

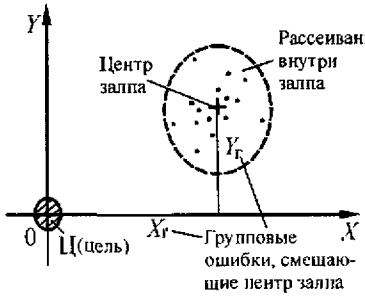


Рис. В.6. Влияние групповой и индивидуальной ошибки стрельбы

Представление о величинах сведенных срединных ошибок при стрельбе артиллерийским дивизионом после полной подготовки исходных данных можно получить из табл. П.1 в приложении.

Степень зависимости между выстрелами может быть охарактеризована коэффициентом корреляции координат точек попадания. При схеме двух групп ошибок коэффициент корреляции для каждой пары выстрелов равен отношению квадрата вероятного отклонения групповой ошибки к квадрату вероятного отклонения суммарной ошибки:

$$\mu^{(x)} = \frac{E_{x0}^2}{E_{x0}^2 + B_д^2}, \qquad \text{(В.14)}$$

$$\mu^{(y)} = \frac{E_{y0}^2}{E_{y0}^2 + B_б^2}\ . \qquad \text{(В.15)}$$

На практике чаще всего эти два коэффициента различаются незначительно и их усредняют по формуле

$$\mu = \sqrt{\mu^{(x)}\mu^{(y)}}\ . \qquad \text{(В.16)}$$

Теоретически возможны два предельных случая зависимости между ошибками выстрелов: первый – когда нет ни одного общего источника ошибок, т.е. нет ни одного повторяющегося слагаемого ($\mu = 0$); второй – когда все источники ошибок общие, т.е. все слагаемые повторяются столько раз, сколько произведено выстрелов ($\mu = 1$). В первом случае выстрелы будут независимыми, во втором – функционально зависимыми. При сосредоточенной стрельбе

и независимых выстрелах боеприпасы попадают в разные точки, случайно удаленные от центра прицеливання, а при функционально зависимых выстрелах все боеприпасы попадают в одну и ту же точку, случайно удаленную от точки прицеливания.

Вероятность поражения одиночной цели. Вероятность поражения одиночной цели W является одним из главных показателей боевой эффективности в теории стрельбы, который лежит в основе расчета многих других показателей. Одиночная цель поражается одним или несколькими выстрелами. Большинство методов оценки эффективности стрельбы при нескольких выстрелах основано на предварительном определении вероятности поражения цели одним выстрелом, поэтому способы расчета этой вероятности в значительной мере обусловливают простоту и точность оценки эффективности стрельбы в более сложных случаях.

Поражение цели при одном выстреле. Рассмотрим сначала поражение цели ударным боеприпасом. Вероятность поражения цели при одном выстреле W_1 определяется как вероятность сложного события, которое состоит в попаданин в цель и поражении ее при условии попадания:

$$W_1 = p_1 G(1), \tag{В.17}$$

где p_1 – вероятность попадания в цель при одном выстреле; $G(1)$ – вероятность поражения цели при одном попадании (значение условного закона поражения $G(m)$ при $m = 1$).

При известном среднем необходимом числе попаданий ω для цели, не нмеющей накопления ущерба

$$W_1 = \frac{p_1}{\omega}. \tag{В.18}$$

Вероятность попадания в цель при одном выстреле p_1 может быть рассчитана следующим образом. Если спроектировать цель на плоскость рассеивания линиями, параллельными направлению стрельбы, то p_1 есть вероятность того, что точка попадания на картинной плоскости окажется в пределах некоторой области Ц – проекции цели (рис. В.7). Эта вероятность выражается формулой

$$p_1 = \iint_{Ц} \varphi(x, y)dxdy, \tag{В.19}$$

где $\varphi(x, y)$ – закон рассеивания (В.11).

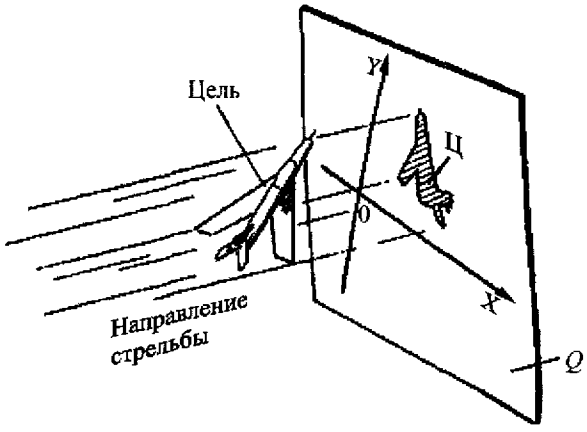


Рис. В.7. Проектирование цели на картинную плоскость

В некоторых случаях интеграл (В.19) выражается через известные функции. Приведем соответствующие расчетные формулы.

1. Цель – прямоугольник со сторонами, параллельными главным осям рассеивания (рис. В.8).

$$p_{\text{Ц}} = \frac{1}{4}\left[\hat{\Phi}\left(\frac{\beta-\bar{x}}{E_x}\right)-\hat{\Phi}\left(\frac{\alpha-\bar{x}}{E_x}\right)\right]\left[\hat{\Phi}\left(\frac{\delta-\bar{y}}{E_y}\right)-\hat{\Phi}\left(\frac{\gamma-\bar{y}}{E_y}\right)\right], \qquad \text{(В.20)}$$

где α, β, γ, δ – координаты границ цели по осям $0x$ и $0y$; $\hat{\Phi}$ – приведенная функция Лапласа:

$$\hat{\Phi}(x) = \frac{2\rho}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-\rho^2 t^2}\,dt \qquad \text{(В.21)}$$

(значения этой функции при разных значениях аргумента даны в приложении, табл. П.2).

2. Цель – круг, рассеивание – круговое ($E_x = E_y = E$). Если центр рассеивания совпадает с центром цели (систематическая ошибка отсутствует), то вероятность попадания в круг радиуса $r_{\text{ц}}$ выра-

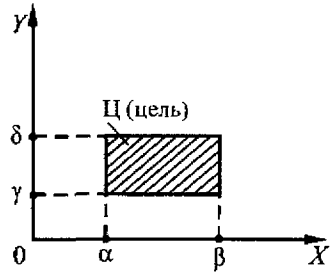


Рис. В.8. Координаты границ цели

жается формулой

$$p_1 = 1 - e^{-\rho^2\left(\frac{r_ц}{E}\right)^2}. \qquad \text{(В.22)}$$

Если известны величина и конфигурация уязвимой площади цели S_y, то вероятность поражения цели может быть рассчитана просто как вероятность попадаиия в уязвимую площадь цели.

Рассмотрим теперь, что изменится при поражении цели дистаиционными боеприпасами. Вероятность пораженииа цели при одном выстреле в этом случае определится по следующей формуле:

$$W_1 = \iint_S \varphi(x, y) G(x, y)\, dx dy, \qquad \text{(В.23)}$$

где $G(x, y)$ – координатиый закон поражения цели.

Если известны площадь приведеиной зоны поражения цели $S_{пр}$ и ее приведенные размеры $2l_x$ и $2l_y$, то вероятность поражения может быть определеиа просто как вероятность попадания в приведенную площадь цели, например, по формуле (В.20).

Итак, независимо от того, ударными или дистанционными боеприпасами ведется стрельба, вероятность поражения одиночной цели всегда может быть вычислена как вероятность попадания либо в уязвимую площадь цели, либо в приведеиную зону поражения цели.

Поражение цели при нескольких выстрелах. При стрельбе, состоящей из нескольких выстрелов, на вероятность поражения цели влияет зависимость выстрелов из-за иаличия повторяющихся ошибок.

В предельном случае функционально зависимых выстрелов ($\mu = 1$) при сосредоточенной стрельбе все боеприпасы попадают в одну точку, а следовательиио, вероятиость поражения цели при нескольких выстрелах W_n равна вероятиости поражения при одном выстреле W_1:

$$W_n = W_1.$$

Другой предельный случай стрельбы – иезависимые выстрелы ($\mu = 0$). В этом случае вероятиость поражения цели при n выстрелах будет

$$W_n = 1 - \prod_{i=1}^{n} (1 - W_i), \qquad \text{(В.24)}$$

где W_i – вероятность поражения цели i-м выстрелом.

При равных вероятностях поражения цели каждым из n независимых выстрелов

$$W_n = 1 - (1 - W_1)^n. \qquad \text{(В.25)}$$

Пример. Пять охотников одновременно и независимо друг от друга стреляют по одной утке. Каждый охотник, если бы он стрелял один, поразил бы утку с вероятностью $W_1 = 0{,}2$. С какой вероятностью поразят утку все пять охотников?

Решение. Поскольку выстрелы независимые, вероятность может быть рассчитана по формуле (В.25):

$$W_5 = 1 - (1 - 0{,}2)^5 = 0{,}672.$$

Для вычисления вероятности поражения цели при зависимых выстрелах на практике обычно применяют приближенные способы расчета, в которых зависимостью выстрелов либо пренебрегают, либо учитывают ее приближенно. Один из наиболее простых методов учета зависимости выстрелов состоит в вычислении вероятности поражения цели по приближенной формуле

$$W_n = W_1 + (W_n^{(н)} - W_1)\sqrt{1 - \mu^2}, \qquad \text{(В.26)}$$

где W_1, $W_n^{(н)}$ – вероятности поражения цели при одном и n независимых выстрелах соответственно; μ – коэффициент корреляции выстрелов (см. В.16).

Относительная ошибка определения вероятности поражения цели этим методом при $nW_1 \approx 0{,}5 \ldots 5$ не превосходит нескольких процентов.

Пример. Один из охотников из предыдущего примера делает подряд пять выстрелов по утке. Коэффициент корреляции между выстрелами равен $\mu = 0{,}5$. Чему равна вероятность поражения утки?

Решение. Выстрелы зависимые. Величина $nW_1 = 5 \cdot 0{,}2 = 1$. Значит, можно использовать формулу (В.26). Подставляем в формулу рассчитанные уже значения из предыдущего примера

$$W_5 = 0{,}2 + (0{,}672 - 0{,}2)\sqrt{1 - 0{,}5^2} = 0{,}608.$$

Зависимость выстрелов всегда приводит к уменьшению вероятности поражения цели по сравнению со случаем независимых выстрелов. Это уменьшение сказывается тем сильнее, чем больше число выстрелов и величина коэффициента корреляции μ. При небольшом числе выстрелов ($n = 2 \ldots 4$) и сравнительно малых значениях коэффициента корреляции ($\mu < 0{,}5$) поправка на зависимость выстрелов мала и вероятность поражения цели можно вычислять

как при независимых выстрелах. При большом числе выстрелов и значительной их корреляции необходимо учитывать поправку на зависимость выстрелов.

Чрезвычайно важным вопросом в теории эффективности является установление рационального соотношения между групповой ошибкой стрельбы (E_{x0}, E_{y0}) и индивидуальным или техническим рассеиванием ($B_д$, $B_б$). Оптимальные характеристики индивидуального рассеивания должны быть соизмеримы с характеристиками прицельного рассеивания ($E_{x0} \cong B_д$); ($E_{y0} \cong B_б$). Это, к сожалению, не всегда обеспечивается в существующих системах вооружения; в частности, в системах артиллерийского оружия и в образцах авиационных неуправляемых ракет малого калибра групповая ошибка стрельбы часто значительно превосходит индивидуальное рассеивание.

Оптимальное соотношение между индивидуальной и групповой ошибками стрельбы может достигаться как повышением точности прицеливания, так и увеличением индивидуального рассеивания боеприпасов. Для практически важного случая стрельбы при увеличении технического рассеивания до его оптимального значения без повышения точности прицеливания эффективность стрельбы была повышена до 5 раз.

Другим способом повышения эффективности стрельбы при зависимых выстрелах, который широко используется при стрельбе наземной ствольной артиллерией, является стрельба с искусственным рассеиванием боеприпасов, которое достигается стрельбой по одной цели на нескольких установках прицела.

Оценка эффективности стрельбы по групповой цели. Чаще всего задача стрельбы по групповой цели состоит в том, чтобы поразить возможно большее количество единиц в ее составе. В качестве показателя эффективности стрельбы в этом случае выбирается среднее число пораженных целей из состава группы

$$M_п = M[X_п], \qquad (B.27)$$

где случайная величина $X_п$ – число пораженных целей.

Выведем самую общую формулу для $M_п$, пригодную во всех без исключения случаях стрельбы по групповой цели. Для этого рассмотрим групповую цель, состоящую из N единиц $Ц_1$, $Ц_2$,..., $Ц_N$ (рис. В.9). По этой цели ведется стрельба любыми боеприпасами (ударными или дистанционными), состоящая из любого числа выст-

релов – зависимых или независимых, в постоянных или переменных условиях. Прицеливание при этом может производиться как по отдельным единицам, так и по всей группе как единому целому.

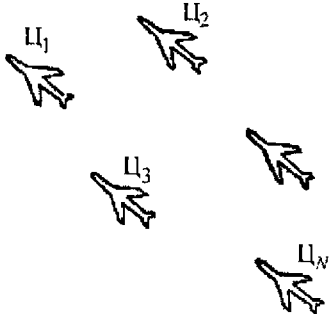


Рис. В.9. Групповая цель

Выведем формулу для математического ожидания числа пораженных единиц. Для этого представим общее число пораженных целей $X_{\text{п}}$ в виде суммы N случайных величин:

$$X_{\text{п}} = X_1 + X_2 + \ldots + X_N = \sum_{i=1}^{N} X_i \,. \qquad \text{(В.28)}$$

Каждой i-й единице Ц$_i$ соответствует своя случайная величина X_i, которую мы определим так:

– если единица Ц$_i$ поражена, $X_i = 1$;

– если единица Ц$_i$ не поражена, $X_i = 0$.

Нетрудно убедиться, что общее число пораженных целей $X_{\text{п}}$ просто равно сумме всех величин X_i. По теореме сложения математических ожиданий

$$M[X_{\text{п}}] = M[X_1] + M[X_2] + \ldots + M[X_N] = \sum_{i=1}^{N} M[X_i]. \qquad \text{(В.29)}$$

Обозначим W_i вероятность поражения i-й единицы за всю стрельбу. Тогда по определению математического ожидания

$$M[X_i] = W_i \cdot 1 + (1 - W_i)\, 0 = W_i.$$

Подставляя в (В.29), получаем

$$M[X_{\text{п}}] = W_1 + W_2 + \ldots + W_N = \sum_{i=1}^{N} W_i,$$

или окончательно

$$M_{\text{п}} = \sum_{i=1}^{N} W_i, \qquad \text{(В.30)}$$

т.е. среднее число пораженных единиц в составе групповой цели равно сумме вероятностей поражения всех отдельных единиц.

Чтобы воспользоваться этой формулой, нужно сначала вычислить вероятности поражения каждой цели из состава группы всеми выстрелами, а затем просуммировать эти вероятности.

Пример. Производится стрельба пятью независимыми выстрелами по группе, состоящей из пяти уток. Стрельба ведется по всей группе как единому целому без наблюдения результатов и переноса огня. Каждый выстрел, направленный по группе, может поразить не более одной утки. Вероятности поражения первой, второй, третьей, четвертой и пятой утки при одном выстреле равны соответственно:

$$p_1 = 0{,}1; \quad p_2 = 0{,}2; \quad p_3 = 0{,}2; \quad p_4 = 0{,}1; \quad p_5 = 0{,}1.$$

Необходимо определить среднее число пораженных уток в результате всей стрельбы.

Решение. Находим вероятности поражения отдельных единиц за всю стрельбу:

$$W_1 = W_4 = W_5 = 1 - (1 - 0{,}1)^5 = 0{,}410,$$

$$W_2 = W_3 = 1 - (1 - 0{,}2)^5 = 0{,}672.$$

Отсюда

$$M_{\text{п}} = 3 \cdot 0{,}410 + 2 \cdot 0{,}672 = 2{,}574.$$

Формула (В.30) совершенно общая и справедлива при любом виде групповой цели и любом способе организации стрельбы. Однако входящие в нее вероятности W_i вычисляются просто, только если режим обстрела каждой отдельной единицы не зависит от того, поражены или не поражены другие единицы. Это условие нарушается, например, в случае, когда имеется возможность переноса огня с одной – пораженной единицы на другую – непораженную.

Оценка эффективности стрельбы по площадной цели. В качестве показателя эффективности стрельбы по площадной цели часто используют математическое ожидание доли пораженной площади

$$M = M[U], \qquad \text{(В.31)}$$

где $U = S_{\text{п}}/S_{\text{ц}}$ – отношение пораженной площади к полной площади цели.

В общем случае, если не принимать никаких допущений о цели, зоне поражения и условиях стрельбы, задача оценки эффективности стрельбы по площадной цели становится довольно сложной. Однако, учитывая общую невысокую точность сведений, которые у нас имеются о площадной цели, можно сделать ряд допущений и существенно упростить задачу. В частности, не имеет смысла вводить в расчет точную конфигурацию цели и зоны поражения, а можно обе области заменить прямоугольниками.

Примем следующие допущения:

• цель представляет собой прямоугольник с размерами $Ц_x$, $Ц_y$, со сторонами, параллельными главным осям рассеивания;

• зона поражения также представляет собой прямоугольник с размерами L_x, L_y, со сторонами, параллельными главным осям рассеивания.

Будем представлять себе процесс стрельбы по площадной цели так, как будто при каждом выстреле на цель Ц сбрасывается зона поражения L. Положение зоны L относительно цели Ц характеризуется одной случайной точкой O_1 – эпицентром взрыва, которая может занять то или иное положение относительно начала координат – точки прицеливания O. Если начало координат O совпадает с центром цели, то говорят о прицеливании по центру цели; если не совпадает – о прицеливании с выносом.

В зависимости от того, какое положение займет в результате выстрела точка O_1, зона поражения L накроет ту или иную часть площади цели (рис. В.10). При нескольких выстрелах пораженная площадь цели зависит от конкретного расположения центров всех зон поражения. Суммарная пораженная площадь $S_п$ при этом не равна сумме площадей, пораженных отдельными выстрелами, так как зоны поражения могут перекрываться. При наличии перекрытий обычно пренебрегают увеличением разрушительного эффекта на участках цели, накрытых дважды, трижды и более, а за пораженную площадь $S_п$ принимают площадь, накрытую хотя бы одной зоной поражения. Деля пораженную площадь $S_п$ на площадь цели $S_ц$, получаем долю пораженной площади

$$U = \frac{S_п}{S_ц}.$$

Эта случайная величина и характеризует успешность стрельбы по площадной цели.

Нас интересует, таким образом, средняя доля (математическое ожидание) пораженной площади $M = M[U]$. Методы расчета этой характеристики различны в зависимости от того, производится по цели один или несколько выстрелов.

Доля поражения U при одном выстреле. Рассмотрим площадную цель Ц, по которой производится один выстрел боеприпасом с зоной поражения L (рис. В.11). Условимся все линейные размеры выражать не в метрах, а в вероятных отклонениях по соответствую-

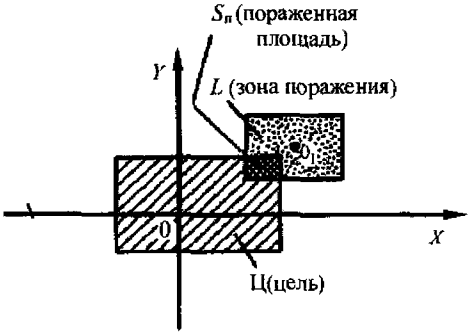


Рис. В.10. Взаимное положение площадной цели и зоны ее поражеиия

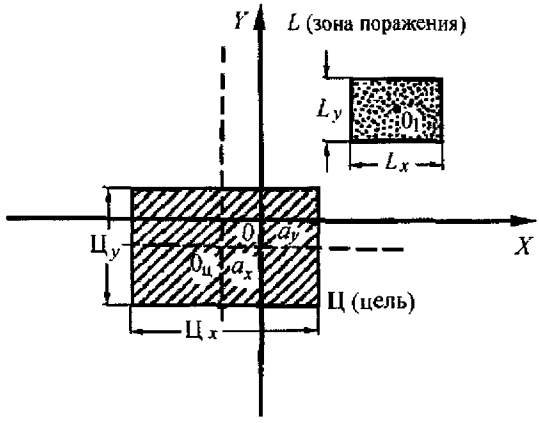


Рис. В.11. Взаимное положение и размеры цели и зоны поражения

щим осям. В тех случаях, когда встретится надобность выражать их в метрах, мы будем отмечать это специальным значком (м):

$$Ц_x = \frac{Ц_x^{(м)}}{E_x}; \quad Ц_y = \frac{Ц_y^{(м)}}{E_y}; \quad L_x = \frac{L_x^{(м)}}{E_x}; \quad L_y = \frac{L_y^{(м)}}{E_y};$$

$$a_x = \frac{a_x^{(м)}}{E_x}; \quad a_y = \frac{a_y^{(м)}}{E_y}. \qquad \text{(В.32)}$$

Итак, рассматривается один выстрел, при котором зона поражения L сбрасывается на цель Ц так, что случайная точка O_1 (эпицентр взрыва) рассеивается вокруг начала координат O по нормальному закону. Вероятные отклонения этого закона, выбранные в качестве единиц измерения, равны единице. Требуется найти среднюю долю поражения U.

Рассмотрим случайную площадь перекрытия $S_п$ зоны поражения L с целью Ц (см. заштрихованную область на рис. В.12) и долю поражения

$$U = \frac{S_п}{S_ц}. \qquad (В.33)$$

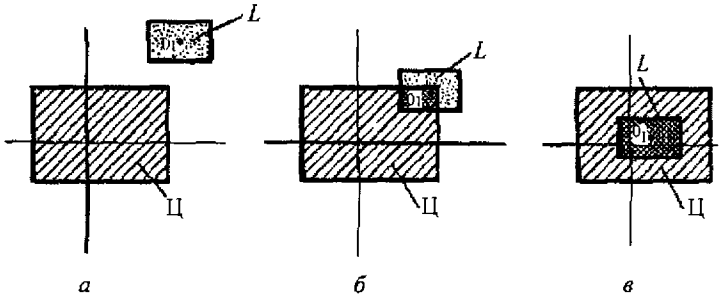


Рис. В.12. Случайная площадь перекрытия зоны поражения с целью

Величина U зависит от случайного положения эпицентра O_1. Если точка O_1 ляжет на достаточно большом расстоянии от цели (рис. В.12,*а*), то доля поражения будет равна нулю. Если точка O_1 ляжет так, как показано на рис. В.12,*б*, то зона поражения и цель перекроются частично. Наконец, если зона поражения ляжет, как показано на рис. В.12,*в*, то будет накрыта максимально возможная площадь. В данном случае (когда зона поражения по размерам меньше цели) эта максимальная доля равна отношению площади зоны поражения к площади цели:

$$u_{max} = \frac{S_L}{S_ц} = \frac{L_x L_y}{Ц_x Ц_y}.$$

Бывает и другой случай, когда зона поражения велика, а цель мала и вся может быть накрыта зоной поражения (рис. В.13). В этом случае

$$u_{max} = 1.$$

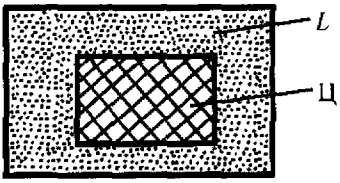


Рис. В.13. Случай полного покрытия цели зоной поражения

Так или иначе, при любом соотношении размеров зоны поражения и цели существует некоторое максимальное значение u_{max} доли поражения U.

Случайная величина U принадлежит к так называемым величинам смешанного типа, у которых имеются отдельные значения с конечными, отличными от нуля, вероятностями и участки, где функция распределения непрерывна, а каждому отдельному значению соответствует только некоторая плотность вероятности. Функция распределения (интегральный закон распределения) для таких случайных величин имеет разрывы (скачки) в отдельных точках, а на участках между ними непрерывно возрастает.

На рис. В.14 показан вид функции распределения величины U – доли поражения при одном выстреле. Крайние значения 0 и u_{max} величины U имеют отличные от нуля вероятности. В этих точках функция распределения имеет разрывы (скачки). По величине скачки равны вероятностям этих крайних значений:

$$p_0 = P(U = 0), \qquad p_m = P(U = u_{max}).$$

Для промежуточных значений $0 < u < u_{max}$ функция распределения непрерывна, и вероятность каждого отдельного значения равна нулю.

При одном выстреле не представляет большого труда построить точный закон распределения величины U.

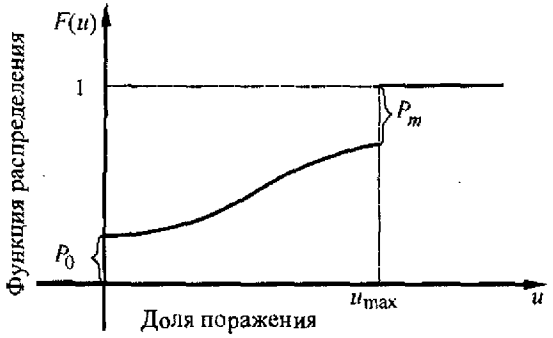


Рис. В. 14. Функция распределения доли поражения при одном выстреле

Например, рассмотрим такое соотношение размеров цели Ц и зоны поражения L (пунктирный прямоугольник), какое показано на рис. В.15. Ясно, что вероятность p_0 есть не что иное, как вероятность попадания эпицентра O_1 в зону, заштрихованную на рис. В.15 – внешнюю часть прямоугольника $A'\,B'\,C'\,D'$. Аналогично может быть найдена и вероятность p_m (рис. В.16) как вероятность попадания O_1 в заштрихованную зону $ABCD$, соответствующую максимальной площади перекрытия (в данном случае $L_x x L_y$).

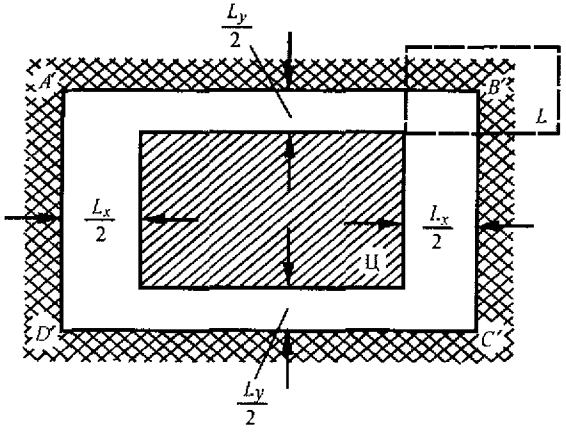


Рис. В.15. Иллюстрация к построению закона распределения доли пораженной площади

Сходным геометрическим построением может быть найдена и функция распределения $F(u)$ для любого промежуточного значения $0 < u < u_{max}$. Для этого нужно построить ряд кривых (геометрических мест центра зоны поражения), соответствующих одной и той же доле поражения u. Вероятность получения доли поражения, меньшей u, есть вероятность попадания точки O_1 во внешнюю часть соответствующей кривой. Однако точное построение таких кривых – довольно трудоемкое дело, и, учитывая, что прямоугольная конфигурация цели и зоны поражения выбраны нами достаточно произвольно, можно все такие кривые приближенно заменить

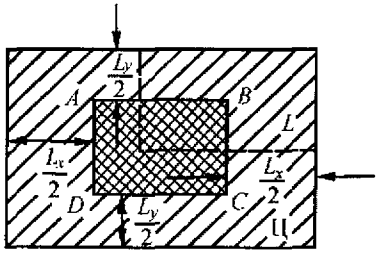


Рис. В.16. Иллюстрация к построению закона распределения доли пораженной площади

прямоугольниками (см. пунктир на рис. В.17). Вероятность попадания точки O_1 во внешнюю часть каждого из таких прямоугольников, соответствующего заданной величине доли поражения u, вычисляется по формуле

$$F(u) = 1 - \frac{1}{4}\left[\hat{\Phi}(\beta_u) - \hat{\Phi}(\alpha_u)\right]\left[\hat{\Phi}(\delta_u) - \hat{\Phi}(\gamma_u)\right], \qquad \text{(В.34)}$$

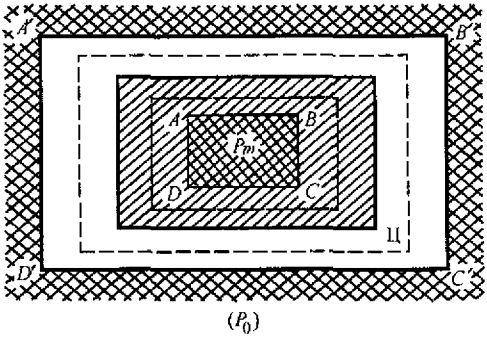


Рис. В.17. Построение закона распределения доли поражениой площади для промежуточных значений $0 < u < u_{max}$

где α_u, β_u, γ_u, δ_u – координаты, ограничивающие прямоугольник, соответствующий данному значению u, по осям $0x$ и $0y$ (рис. В.18).

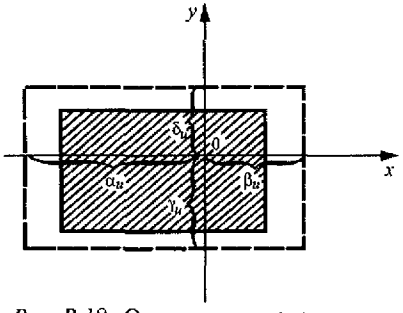


Рис. В.18. Определение вероятности получения заданной доли поражения $F(u)$ с помощью приведениой фуикции Лапласа

Для грубо приближенного построения функции $F(u)$ практически бывает достаточно четырех точек: двух крайних и двух средних, например, для $u = u_{max}/3$ и $u = 2u_{max}/3$.

Пример. Производится один выстрел по цели с размерами $Ц_x = 2$; $Ц_y = 1$. Зона поражения имеет размеры $L_x = L_y = 3$. Вынос точки прицеливания отсутствует. Построить по четырем точкам функцию распределения $F(u)$ доли поражения U.

Решение. Построение зон показано на рис. В.19. Попадание эпицентра в зону (p_m) – внутренняя часть прямоугольника $ABCD$ – соответствует накрытию всей цели ($u = 1$). Попадание в зону (p_0) (внешняя часть прямоугольника $A'B'C'D'$) озиачает отсутствие накрытия цели ($u = 0$).

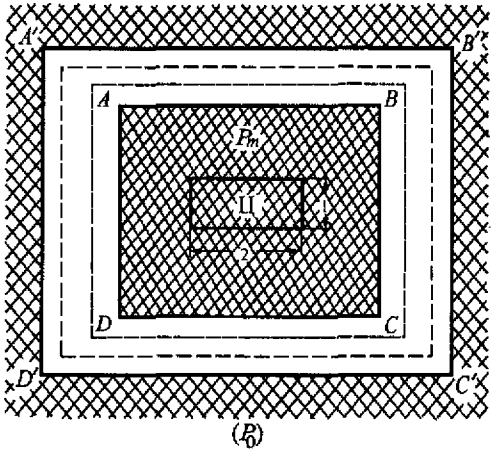


Рис. В.19. Иллюстрация к примеру: построение закона распределения доли пораженной площади

Находим вероятности попадания в зоны (p_0) и (p_m), а также во внешние части пунктирных прямоугольников, соответствующих $u = u_{\max}/3$ и $u = 2u_{\max}/3$

$$p_0 = 1 - \hat{\Phi}(3,5)\hat{\Phi}(4) = 0,025,$$

$$p_m = \hat{\Phi}(2)\hat{\Phi}(2,5) = 0,746,$$

$$F(1/3u_{\max}) = 1 - \hat{\Phi}(3,33)\hat{\Phi}(3,17) = 0,056,$$

$$F(2/3u_{\max}) = 1 - \hat{\Phi}(2,67)\hat{\Phi}(2,83) = 0,125.$$

График функции $F(u)$, построенный по четырем точкам, показан на рис. В.20.

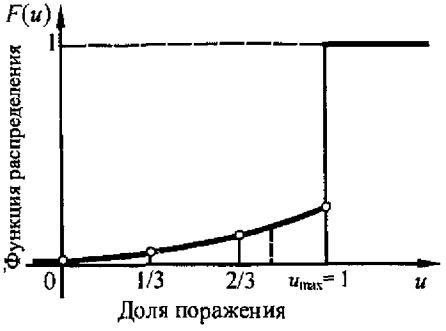


Рис. В.20. Иллюстрация к примеру: функция распределения доли пораженной площади

Зная функцию распределения $F(u)$ величины U при одном выстреле, легко найти ее среднее значение (математическое ожидание) $M = M[U]$. Для случайных величии смешаниого типа математическое ожидаиие состоит из двух частей: суммы и интеграла. Сумма распространяется иа те значения, которые имеют ненулевые вероятности (т.е. где функция распределения делает скачок), а интеграл – на тот участок, где функция распределения непрерывна. В нашем случае имеется два скачка функции распределения $F(u)$: в точках 0 и $u_{\max}$. Следовательно,

$$M[U] = u_{\max} p_m + \int_0^{u_{\max}} u(F(u))'_u du. \qquad \text{(B.35)}$$

Зная фуикцию распределения $F(u)$ величины U при одном выстреле, легко можно найти вероятность R_u того, что при одном выстреле доля поражения U будет не менее заданной величины u:

$$R_u = 1 - F(u).$$

Пример. В условиях предыдущего примера найти вероятность того, что будет поражено не менее 80 % площади цели.

Решение. По графику на рис. В.20 при $u = 0{,}8$ имеем

$$F(0.8) \approx 0{,}16, \quad R_{0,8} = 1 - 0{,}16 = 0{,}84.$$

Рассмотренный приближенный метод нахождения закона распределения доли поражения пригоден только для случая одного выстрела и не может быть распространен на случай нескольких выстрелов по одной площадной цели.

Определение средней доли поражения при нескольких выстрелах. Существуют методы оценки эффективности поражения площадных целей, пригодные для случая как одного, так и нескольких выстрелов. Мы их здесь рассматривать не будем. Они изложены, в частности, в литературе, прнведеиной в конце главы. Рассмотрим здесь только приближенный метод определения средней доли пораженной площади при нескольких независимых выстрелах, если известна доля поражения при одном выстреле. При увеличении числа выстрелов n средняя доля пораженной площади M_n растет не пропорционально числу выстрелов n, а медленнее. Это объясняется двумя причинами:

- при нескольких выстрелах зоны поражения отдельных снарядов могут перекрываться;

• средняя доля поражения M_n ни при каком числе выстрелов не может превзойти единицы и при неограниченном увеличении n может только асимптотически приближаться к единице.

Точная зависимость, связывающая M_n и число выстрелов n, довольно сложна. Однако многочисленные расчеты показали, что для практических надобностей ее в большинстве случаев можно заменить показательной функцией вида

$$M_n = 1 - (1 - M)^n, \qquad (B.36)$$

где M – средняя доля поражения при одном выстреле.

Формула (В.36) становится недостаточно точной, если размеры цели велики по сравнению с областью рассеивания снарядов.

В.4. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. В чем отличие терминов «эффективность поражающего действия» и «эффективность боевого применения»?
2. Перечислите основные типы боеприпасов и их поражающие факторы.
3. Охарактеризуйте основные типы поражения целей.
4. Назовите и охарактеризуйте обобщенные характеристики поражающего действия ударных боеприпасов.
5. Что такое накопление ущерба?
6. Назовите и охарактеризуйте обобщенные характеристики поражающего действия дистанционных боеприпасов.
7. Чем приведенные размеры цели отличаются от ее реальных размеров?
8. Назовите типы целей и критерии эффективности их поражения.
9. Перечислите основные причины рассеивания боеприпасов при стрельбе.
10. Что такое картинная плоскость и как она строится?
11. Какому закону подчиняется рассеивание боеприпасов при стрельбе?
12. Что общего и какие различия имеются между систематической и групповой ошибкой стрельбы?
13. Какие выстрелы называются зависимыми и почему?
14. Почему при расчетах эффективности используются вероятные, а не среднеквадратические отклонения?
15. Как используются обобщенные характеристики поражающего действия при расчетах боевой эффективности?

ЛИТЕРАТУРА К ВВЕДЕНИЮ

1. *Вентцель Е.С.* Введение в исследование операций. – М.: Советское радио, 1964. – 388 с.

2. *Вентцель Е.С.* Теория вероятностей. – М.: Наука, 1969. –575 с.

3. *Фендриков Н.М., Яковлев В.И.* Методы расчетов боевой эффективности вооружения. – М.: Воениздат, 1971. – 224 с.

4. *Миропольский Ф.П.* и др. Авиационные боеприпасы и их исследование. – М.: ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 1996. – 527 с.

5. *Тутарашвили В.Г., Овчинников А.Ф., Аверкин Е.В.* Введение в теорию эффективиости боеприпасов. – М.: Машиностроение, 1986. – 292 с.

ГЛАВА 1

ОСКОЛОЧНЫЕ СРЕДСТВА ПОРАЖЕНИЯ И БОЕПРИПАСЫ

1.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Классификация осколочных боеприпасов. Осколочные и осколочно-фугасные боеприпасы образуют один из самых обширных и развитых классов боеприпасов, предназначенных для поражения практически всех типов целей, за исключением бетонированных, подводных и тяжелобронированных. В современной трактовке под осколочными боеприпасами (ОБП) понимаются боеприпасы, поражающие цель высокоскоростным потоком большого числа однотипных инертных поражающих элементов (ПЭ), метаемых, как правило, взрывом заряда бризантного ВВ, причем ПЭ могут представлять собой осколки как естественного дробления, так и заданного, а также готовые поражающие элементы. Таким образом, термин «осколочные» в широком смысле слова является устаревшим, а понятие «осколок» следует отиосить только к осколкам естественного дробления.

Осколочные боеприпасы являются боеприпасами дистанционного действия и способны поражать цели осколочным потоком на некотором расстоянии от места подрыва, называемом убойным интервалом. Они характеризуются большим разнообразием конструкций, которое обусловлено многочисленностью выполняемых боевых задач, и многообразием средств доставки к цели.

Поскольку типов и форм ОБП существует множество и они непрерывно развиваются, дать общую законченную классификацию ОБП не представляется возможным. Можно лишь выделить следующие частные классификации:

- по типу цели;
- по типу оружия;
- по конфигурации осколочного поля;
- по наличию управления осколочным полем;
- по способу формирования ПЭ;
- по месту подрыва (наземный, воздушный);
- по отдельным конструктивным признакам.

По типу цели выделяются многоцелевые (универсальные) ОБП (например, осколочно-фугасные артиллерийские снаряды естественного дробления средних калибров) и специализированные, предназначенные для поражения целей определенного класса. К последним, прежде всего, относятся противопехотные ОБП, предназначенные для поражения открытой и слабо защищенной живой силы.

В классификации по типу оружия основным определяющим фактором является максимальная перегрузка при функционировании ОБП. Для боеприпасов чисто осколочного действия (осколочные гранаты противопехотных гранатометов, осколочные авиабомбы малых калибров, осколочные боевые элементы кассетных боеприпасов и т.п.) определяющей является перегрузка при выстреле, для осколочно-фугасных боеприпасов важным показателем является также перегрузка при взаимодействии с грунтом. Величина максимальной перегрузки в значительной степени определяет конструктивный облик ОБП, в том числе толщину стенки корпуса, а следовательно, и коэффициент наполнения боеприпаса ВВ, возможность использования заданного дробления или готовых поражающих элементов и т.п.

ОФС полевой артиллерии. Снаряды полевой артиллерии включают в себя обычные осколочно-фугасные снаряды, кассетные снаряды с осколочными или осколочно-кумулятивными боевыми элементами и высокоточные снаряды с осколочно-фугасными боевыми частями. Основные отечественные полевые артиллерийские системы и их характеристики представлены в табл. 1.1 (буксируемые орудия) и в 1.2 (самоходные орудия), где $Д_{max}$ – максимальная дальность стрельбы; S – скорострельность; $B_д/Д_{max}$ – кучность стрельбы по дальности; Q – масса снаряда; $M_{ор}$ – масса орудия; n – боекомплект; ОФС – осколочно-фугасный снаряд; ОФМ – осколочно-фугасная мина; АРС – активно-реактивный снаряд; ОФАРМ – осколочно-фугасная активно-реактивная мина; ОФС/ГГ – осколочно-фугасный снаряд с газогенератором.

Таблица 1.1

Буксируемые орудия и минометы

Орудие	$Д_{max}$, км	S, выстр./мин	$B_д / Д_{max}$	Q, кг	$M_{ор}$, т	n
82-мм миномет 2Б14-1 «Поднос»	4,27	24	1/95	3,1	0,039	120
82-мм автоматический миномет 2Б9М «Василек»	4,27	120	1/95	3,1	0,62	300
120-мм возимый миномет 2С12 «Сани»	7,1	12	1/250	16,0	0,21	48
120-мм орудие 2Б16 «Нона-К»	8,8 (ОФС) 7,0 (ОФМ) 12,8 (ОФАРМ)	8	1/342	17,3 (ОФС) 16,0 (ОФМ)	1,2	80
122-мм гаубица Д-30А	15,3	6-8	1/546	21,8	3,2	80
152-мм пушка-гаубица Д-20	17,4	5-6	1/290	43,56	5,6	60
152-мм гаубица 2А65 «Мста-Б»	24,7 (ОФС) 28,5 (ОФС/ГГ)	8	1/363	43,56	7,0	60
152-мм пушка 2А36 «Гиацинт-Б»	28,5 (ОФС) 33,0 (АРС)	6	1/267	46,0	9,8	60

Таблица 1.2

Самоходные орудия и минометы

Орудие	$Д_{max}$, км	S, выстр./мин	$B_д / Д_{max}$	Q, кг	$M_{ор}$, т	n
120-мм САО 2С9 «Нона-С»	7,1 (ОФМ) 8,8 (ОФС) 12,8 (ОФАРМ)	10	1/342	16,0 (ОФМ) 17,3 (ОФС)	8,5	25
120-мм САО 2С23 «Нона-СВК»	7,1 (ОФМ) 8,8 (ОФС) 12,8 (ОФАРМ)	10	1/342	16,0 (ОФМ) 17,3 (ОФС)	14,5	30
122-мм самоходная гаубица 2С1 «Гвоздика»	15,2	5	1/546	21,8	15,7	40
152-мм самоходная гаубица 2С3 «Акация»	17,3	3	1/290	43,56	27,5	40
152-мм самоходная пушка 2С5 «Гиацинт-С»	28,4 (ОФС) 33,0 (АРС)	6	1/267	46,0	28,2	30
152-мм самоходная гаубица 2С19 «Мста-С»	24,7 (ОФС) 28,5 (ОФС/ГГ)	8	1/374	43,56	42,5	50
203-мм самоходная пушка 2С7 (2С7М) «Пион» («Малка»)	37,5 (ОФС) 47,5 (АРС)	15 (2,5)	1/222	110,0	46,0	4 (8)
240-мм самоходный миномет 2С4 «Тюльпан»	9,65 (ОФМ) 19,0 (ОФАРМ)	0,9	1/420	130,7	27,5	20

Отчетливо прослеживается тенденция формнрования двух классов артиллернйского вооружения – мощных дальнобойных систем калнбров 152 и 203 мм, предназначенных для вооруження основных сил, н систем калнбра 120 мм, относящнхся к классу штурмовых орудний н предназначенных для вооружения мобильных сил.

Осколочно-фугасные снаряды естественного дроблення представляют нанболее массовый и уннверсальный тнп боеприпасов. Основные преимущества нх – простота конструкцнн н нзготовлення, относительно низкая стонмость, высокая прочность при выстреле н прониканнн в прегражу, основные недостаткн – недостаточно высокое поражающее действне нз-за неудовлетворнтельного дроблення их оболочек на осколки.

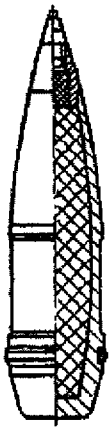


Рис. 1.1. 152-мм осколочно-фугасный снаряд 3ОФ25 «Гриф»

Характерным представителем ОФС является 152-мм осколочно-фугасный снаряд 3ОФ25 «Грнф» (рнс. 1.1). Снаряд входит в состав выстрела раздельно-гильзового заряжания к полевым орудням Д-20, МЛ-20, 2С3 н может также применяться для стрельбы нз систем 2А65 н 2С19. Максимальная дальность стрельбы этнм снарядом нз орудня Д-20 составляет 17,4 км. Масса снаряда 43,56 кг, длнна 709 мм (4,66 клб.), максимальная начальная скорость 655 м/с.

Доминирующей тенденцией развитня систем полевой артнллерии основных снл н ее боеприпасов является увелнчение дальности стрельбы. Для нового поколення 155-мм орудий НАТО с длнной ствола 52 клб. требуемый уровень дальности стрельбы составляет 40...50 км. Методы повышения дальностн, связанные непосредственно со снарядом, включают в себя использованне:

- активно-реактнвных снарядов;
- снарядов с пониженным аэроднамическнм сопротивлением;
- подкалнберных снарядов с отделяемымн поддонамн;
- снарядов с прямоточными воздушно-реактивнымн двигателями.

На рис. 1.2 показан 152-мм активно-реактнвный ОФС 3ОФ22. Аэроднамическое сопротивленне снаряда ERFB/BB (рнс. 1.3) снижается за счет придання ему полноожнвальной формы н снижения донного сопротнвлення с помощью газогенератора.

В снаряде длиной 6,13 клб. полностью отсутствует цилиндрическая часть, а центровка в канале ствола осуществляется с помощью выступов на корпусе. Этот снаряд имеет максимальную дальность стрельбы 38...40 км. В настоящее время полноживальные снаряды ERFB/BB вошли в качестве стандартных в боекомплекты всех 155-мм орудий стран НАТО и ряда стран третьего мира.

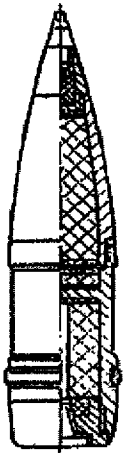


Рис. 1.2. 152-мм активно-реактивный осколочно-фугасный снаряд ЗОФ22

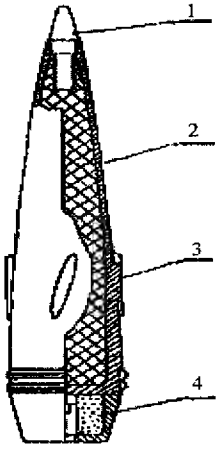


Рис. 1.3. 155-мм полноживальный снаряд ERFB/BB с донным газогенератором: *1* – взрыватель; *2* – корпус снаряда; *3* – выступы; *4* – донный газогенератор

Краткая характеристика других классов ОБП. Наряду с ОФС полевой артиллерии существует множество других типов осколочных боеприпасов, облик и характеристики которых определяются их боевыми задачами. Мы не будем даже делать попытки описать здесь все эти типы.

Примером конструкции с поворотом в стационарное вертикальное положение после падения на грунт может служить английская противотранспортная мина НВ-876 (рис. 1.4). После выстреливания из кассеты мина опускается на парашюте, отстреливаемом при приземлении. Находящиеся на корпусе мины пружинящие лапки после падения мины отгибаются в стороны, обеспечивая ей требуемую вертикальную ориентацию. Помимо кругового поля пора-

жения меннсковых ПЭ обеспечивается также противоднищевое действне за счет полусферической облицовкн, расположенной на верхнем торце заряда ВВ.

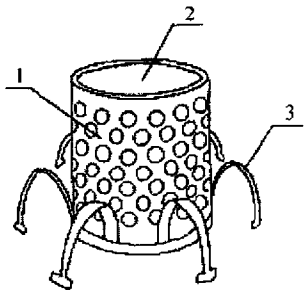


Рис. 1.4. Английская противотранспортная мина НВ-876:
1 – осколочная оболочка с мениковыми ПЭ; *2* – полусферическое дно, формирующее противоднищевое ударное ядро; *3* – пружинные лапки механизма вертикальной ориентации

Пренмуществом ОБП с готовымн поражающнмн элементамн является их высокая эффектнвность, обеспечиваемая стабильными характернстиками осколочного поля. В современных конструкциях ГПЭ, как правило, представляют собой компактные тела (шар, куб, короткнй цилнндр), выполненные нз стали илн тяжелого сплава на основе вольфрама. Характерными прнмерамн боеприпасов с ГПЭ могут служить ручные гранаты (рнс. 1.5), ннженерные осколочные мины с круговыми и направленнымн полямн, осколочные боевые частн зенитных управляемых ракет и др. Прнмером боепрнпаса с шаровыми ГПЭ, залитыми алюминиевым сплавом, является кассетный осколочный боевой элемент сферической формы ШОАБ-0,5 (рнс. 1.6).

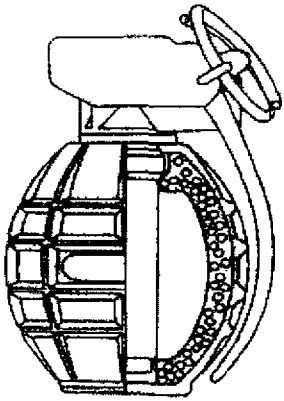


Рис. 1.5. Германская ручная граната M-DN21 (масса 225 г, масса ГПЭ –0,45 г)

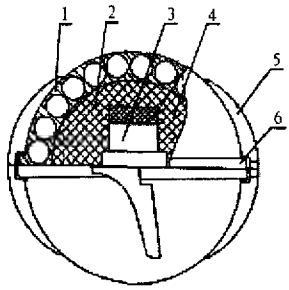


Рис. 1.6. Кассетный осколочный боевой элемент ШОАБ-0,5:
1 – оболочка с ГПЭ; *2* – заряд ВВ; *3* – ударный взрыватель инерционного типа; *4* – детонатор; *5* – аэродинамические приливы; *6* – соединительный поясок

Следует отметить, что примененне легкого связующего при однослойной укладке ГПЭ и отсутствнн несущей оболочки прнводит прн срабатывании к быстрому «выдуванию» матернала связующего продуктамн детонацин, истечению продуктов детоиации в образующиеся зазоры н как следствне сильному снижению скорости разлета ПЭ. В таких случаях целесообразно нспользовать связующне матерналы с плотностью, соизмеримой с плотностью материала ГПЭ. Прн этом, несмотря на снижение коэффнциента наполнения ВВ, наблюдается значительный прирост скорости ГПЭ.

Отдельный класс ОБП с ГПЭ представляют стержневые боевые частн ракет, предназначенные для действия по аэродинамнческим целям. Основным элементом стержневой БЧ является набор стержней квадратного или круглого сечения, уложенных на поверхностн заряда, как правнло, под небольшнм углом к его образующей (рис. 1.7). Стержнн могут быть соедннены (сварены) попеременно верхнямн и нижнимн концами лнбо не иметь связн друг с другом. Прн подрыве стержнн разлетаются, образуя в случае связанных стержней сплошное кольцо, а в случае несвязанных – прерывнстое с перекрытием. Прснмущество стержневых БЧ перед обычнымн заключается в нанесенни сплошного разреза обшивки н силового набора, прнводящего к разрушению конструкцин летательного аппарата, т.е. к уннчтоженню цели в воздухе.

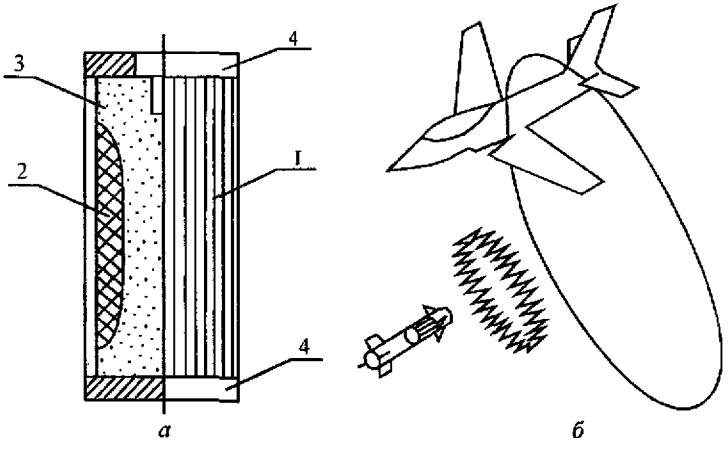


Рис. 1.7. Стержневая боевая часть ЗУР н схема ее действия по цели (*а*, *б*): *1* – набор стержней; *2* – демпфер; *3* – заряд ВВ; *4* – крышки БЧ

1.2. МЕХАНИКА ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ ОБОЛОЧЕК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЗРЫВА

Разрушение снаряда или боевой части на осколки представляет собой сложный быстропротекающий процесс превращения энергии продуктов взрыва в энергию деформации, разрушения оболочки и метания осколков. Этот процесс условно можно разделить на следующие стадии: инициирование заряда ВВ; детонация и образование продуктов взрыва; нагружение и метание оболочки продуктами взрыва с одновременным началом пластического деформирования металла; движение расширяющейся оболочки с одновременным зарождением и ростом микротрещин и микроповреждений; образование магистральных макротрещин с последующим их выходом на внешнюю поверхность оболочки; полное прорастание трещин на всю толщину оболочки с образованием осколков и истечением продуктов взрыва в сквозные трещины; движение осколков в воздухе; взаимодействие их с целью.

Процесс взрывного расширения цилиндрической осколочной оболочки естественного дробления можно видеть на рис. 1.8. Для описания процесса введем следующие обозначения: b_0 – начальный внешний радиус оболочки; b_c – радиус трещинообразования (появления трещин); b_f – радиус разрушения (появления сквозных трещин, фиксируемых по прорыву продуктов детонации на внешнюю поверхность); D – скорость детонации заряда ВВ; V_0 – начальная скорость разлета оболочки; φ – угол между направлением вектора V_0 и плоскостью, перпендикулярной к оси заряда; θ – угол поворота оболочки $\theta = 2\varphi$.

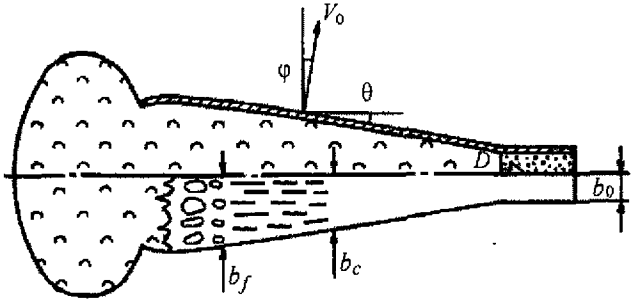


Рис. 1.8. Схема метания осколочной оболочки продуктами детонации заряда ВВ

Динамическая деформация оболочек до разрушения превосходит предельные деформации, полученные в результате статических испытаний. Это явление – динамический пик пластичности – объясняется условиями деформации оболочек под действием контактной взрывной нагрузки и свойствами материала.

Наиболее однородный режим нагружения может быть реализован при центральном инициировании сферических оболочек.

Максимальная скорость V_0, получаемая осколками, для случаев осевой и сферической симметрии может быть рассчитана по формуле Покровского–Гарни:

• для осевой симметрии

$$V_0 = 0,5\varphi_0 D\sqrt{\frac{\alpha}{2-\alpha}}; \qquad (1.1)$$

• для сферической симметрии

$$V_0 = 0,5\varphi_0 D\sqrt{\frac{5\alpha}{10-4\alpha}}, \qquad (1.2)$$

где $\alpha = m_{ВВ}/M$ ($m_{ВВ}$ – масса заряда ВВ; M – масса оболочки; D – скорость детонации заряда ВВ).

Для оболочки естественного дробления $\varphi_0 \cong 0,98$, для оболочки заданного дробления $\varphi_0 \cong 0,90...0,95$, для оболочки с готовыми поражающими элементами $\varphi_0 \cong 0,80...0,85$.

Приближенное значение угла склонения осколочного поля φ принимается равным

$$\varphi = \arcsin(V_0/2D). \qquad (1.3)$$

К настоящему времени разрушение нагруженных взрывом цилиндрических оболочек хорошо изучено. Значительный вклад в изучение характера взрывного разрушения оболочек на осколки внесли Дж. Райнхарт, Дж. Пирсон, С. Хоггат, Р. Рехт, Дж. Тейлор, В.А. Кузнецов, В.А. Одинцов, В.В. Селиванов и др.

При подрыве толстостенных оболочек в их стенках зарождаются две независимые системы трещин: внутри стенки цилиндра и на внутренней поверхности. Первая система – система трещин отрыва, ориентированных преимущественно в радиальном направлении, т.е. ортогонально максимальным растягивающим напряжениям. Отклонения трещин от этого направления могут быть вызваны локальной неоднородностью поля напряжений, обусловленной как неоднородностью структуры материала, так и взаимным влиянием

трещин. Вторая система трещин – трещины сдвига, ориентированные преимущественно вдоль направления главных сдвигов, т.е. под углом 45° к радиальному направлению. Подобный механизм разрушения связан с тем, что на внутренней поверхности оболочки в течение значительного временного интервала реализуется состояние неравноосного сжатия, препятствующее формированию отрывного разрушения.

Расширение оболочки при взрыве приводит к образованию н ветвлению трещин по внешней поверхности оболочки и пластическому течению материала в области, прилегающей к внутренней поверхностн оболочки. При больших деформациях и их высоких скоростях процесс пластического течения теряет однородность и возникают зоны локализацни деформации (полосы локализации) толщиной ~ 1...20 мкм, располагающиеся преимущественно вдоль плоскостей максимальных касательных напряжений. Полосы локализации являются областями нанболее легкого распространения трещин.

На рис. 1.9 показаны конфигурации фрагментов и поверхности разрушения, образующиеся при дроблении осколочных оболочек. В поперечном сечении фрагментов могут быть выделены зоны хрупко-отрывного разрушения (R), внутренних разрывов (C) и сдвигового разрушения (S). Поверхности откольного разрушення (D), прнводящие к делению оболочки по толщине, в цилиндрических оболочках в обычных условиях не образуются.

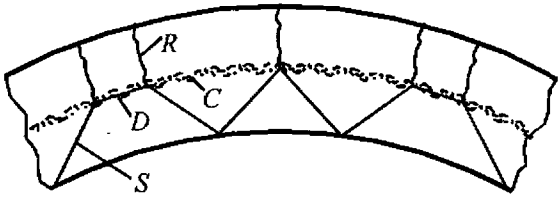


Рис. 1.9. Конфигурации фрагментов и поверхности разрушения, образующиеся при дроблении оболочек:
R – поверхности хрупко-отрывного разрушения; S – повархности сдвигового разрушения; C – откольно-разрывные зоны; D – поверхности откольного разрушеиия

Деление оболочек по толщине, вызываемое откольным разрушением, реалнзуется в волнах разреженнн при определенных условиях. Возможность возникиовения откола напрямую зависит от величины градиента давления за фронтом ударной волны и может

быть реализована с помощью специальной схемы нагружения. Разрушение отколом характерно для сферических оболочек при центральном инициировании, что связано с высокой интенсивностью волн разрежения в срединной поверхности таких оболочек при взрывном нагружении.

Следует отметить важную роль способа взрывного нагружения на характер разрушения оболочек на осколки и на формирование осколочных полей.

Для иллюстрации сказанного приведем результаты численного моделирования процесса взрывного нагружения двух вариантов сферической оболочки с центральным (*а*) и периферийным (*б*) инициированием детонации в заряде ВВ. На сферической оболочке влияние способа нагружения проявляется особенно наглядно.

Моделнрование выполнялось с помощью программного комплекса ODVAX. Результаты представлены для сравнения попарно для обоих вариантов в соответствующие моменты времени. На рисунках показаны конфигурацни на начальной стадии и в такие моменты времени, когда хотя бы в одном варнанте в оболочке реализуются растягивающие напряжения. Наличие растягивающих напряжений контролировалось в процессе счета по величине среднего напряжения (первый инвариант тензора напряжений). Возможность появления откола оценивалась по простейшему критерию разрушения – по максимальному растягивающему напряжению:

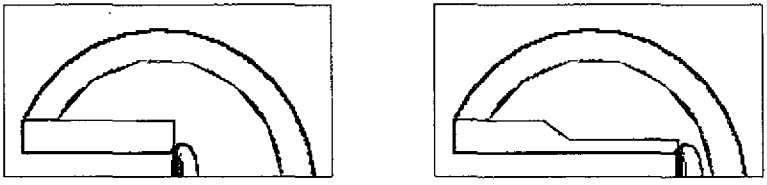
$$\sigma = \frac{1}{3}\left(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}\right).$$

Растягивающне напряжения, превышающне откольную прочность материала оболочки, выводились в виде изолиний. В качестве изолиний отрисовывались частицы с соответствующими параметрами. Величина откольной прочности для среднеуглеродистой стали

$$\sigma^* \cong 2 \text{ ГПа}.$$

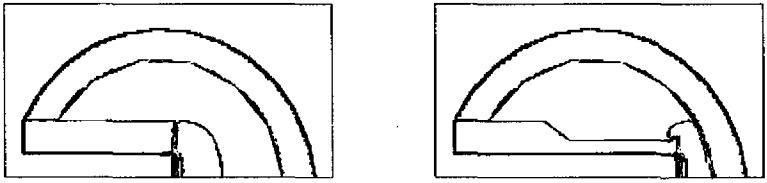
На рис. 1.10 – 1.20 показаны конфигурации полей течений н изолинии только растягивающих напряжений в различные моменты времени после инициирования заряда ВВ (ТГ 36/64) в сферической осколочной оболочке диаметром 85 мм с центральным (*а*) и периферийным (*б*) инициированием. На рис. 1.10 –1.15 можно наблюдать эволюцию детонационного фронта в ВВ. Во время прохождения первой пульсации волн в оболочке при центральном инициировании (*а*) реализуется состояние всестороннего неравноосного растяжения с максимальной величиной растягивающего напря-

жения, ориентированного перпендикулярно поверхности оболочки, достигающей 6,5 ГПа, что намного превышает откольную прочность углеродистой стали. Область растягивающих напряжений к моменту времени t = 7,5 мкс охватывает свыше половины срединной поверхности оболочки. Отметим, что не существует способа получения в твердом материале состояния всестороннего растяжения, кроме как при его взрывном нагружении. Важно, что во всей области действия растягивающих напряжений ориентация максимального напряжения перпендикулярна срединной поверхности оболочки.



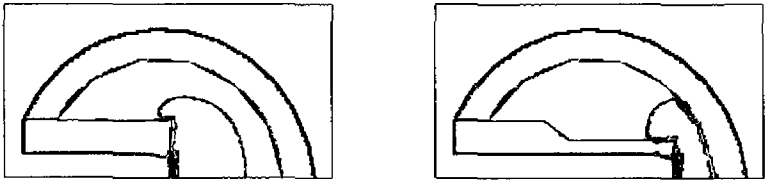
а *б*

Рис. 1.10. Конфигурации полей течений в момент времени t = 1 мкс с момента инициирования заряда ВВ в оболочке с центральным (*а*) и периферийным (*б*) инициированием



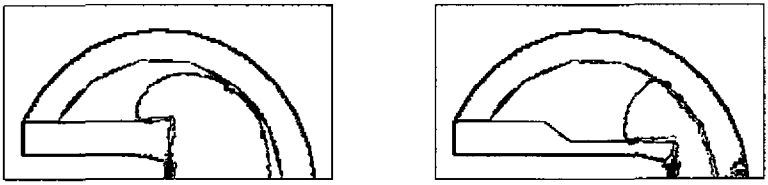
а *б*

Рис. 1.11. Конфигурации полей течений в момент времени t = 2 мкс с момента инициирования заряда ВВ в оболочке с центральным (*а*) и периферийным (*б*) инициированием



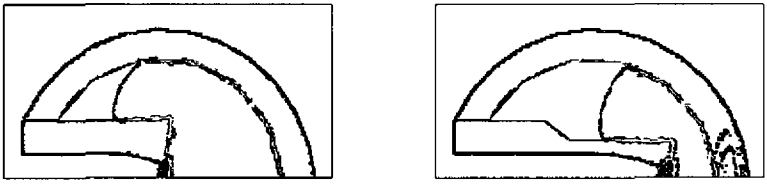
а *б*

Рис. 1.12. Конфигурации полей течений в момент времени t = 3 мкс с момента инициирования заряда ВВ в оболочке с центральным (*а*) и периферийным (*б*) инициированием



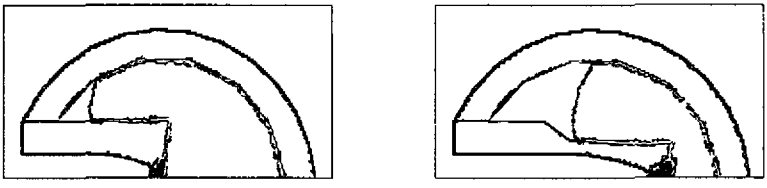
а *б*

Рис. 1.13. Конфигурации полей течений в момент времени $t = 4$ мкс с момента инициирования заряда ВВ в оболочке с центральным (*а*) и пернферийным (*б*) инициированием



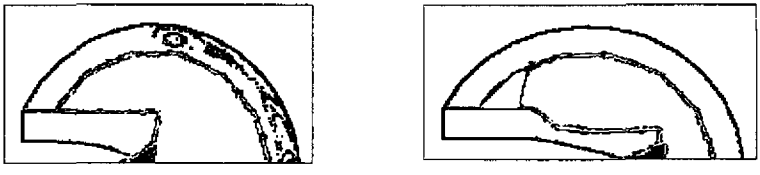
а *б*

Рис. 1.14. Конфигурации полей течений в момент времени $t = 5$ мкс с момента инициирования заряда ВВ в оболочке с центральным (*а*) и периферийным (*б*) инициированием



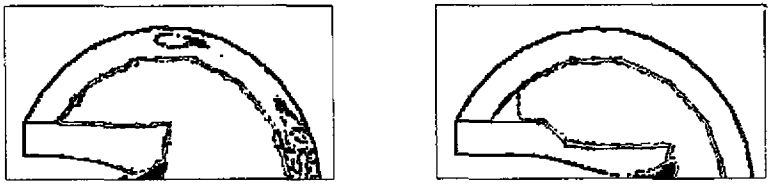
а *б*

Рис. 1.15. Конфигурации полей течений в момент времеии $t = 6$ мкс с момента инициирования заряда ВВ в оболочке с цеитральным (*а*) и периферийным (*б*) инициированием



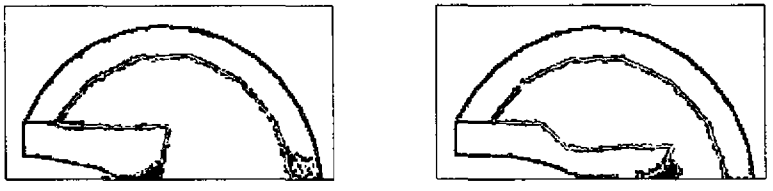
а *б*

Рис. 1.16. Конфигурации полей течеиий в момент времени $t = 7{,}5$ мкс с момента инициирования заряда ВВ в оболочке с центральным (*а*) и периферийным (*б*) инициированием



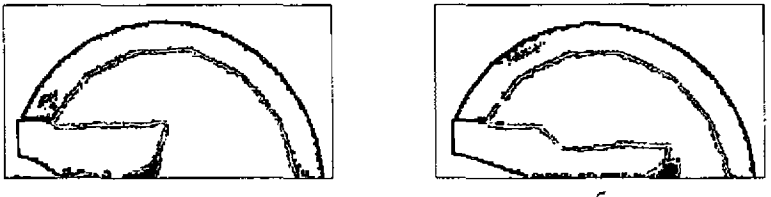
а *б*

Рис. 1.17. Конфигурации полей течений в момент времеии t = 8 мкс с момента инициирования заряда ВВ в оболочке с центральным (*а*) и периферийным (*б*) инициированием



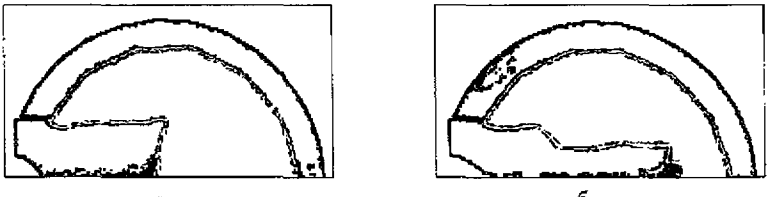
а *б*

Рис. 1.18. Конфигурации полей течений в момент времеии t = 9 мкс с момента инициирования заряда ВВ в оболочке с центральным (*а*) и периферийным (*б*) иииициированием



а *б*

Рис. 1.19. Конфигурации полей течеиий в момент времени t = 11 мкс с момента иииициирования заряда ВВ в оболочке с центральным (*а*) и периферийным (*б*) иииициированием



а *б*

Рис. 1.20. Конфигурации полей течений в момент времени t = 12 мкс с момента инициирования заряда ВВ в оболочке с центральным (*а*) и периферийным (*б*) инициированием

Для оболочки с периферийным инициированием (*б*) наблюдается совершенно иная картина. Размеры областей, охватываемых растягивающими напряжениями, в этом случае значительно меньше. Направление действия максимального напряжения не совпадает с нормалью к срединной поверхности оболочки, что приводит к существенному изменению характера разрушения. Таким образом, при изменении положения точки инициирования от центра к периферии следует ожидать снижения интенсивности откольных явлений. Результаты моделирования хорошо соответствуют экспериментальным данным.

Конечный вид осколков определится тем, какой из конкурирующих механизмов разрушения преобладает. Для хрупких оболочек (чугун) характерны сквозные хрупкие трещины. Для очень пластичных оболочек – сквозное сдвиговое разрушение.

1.3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЗРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ ОБОЛОЧЕК С ПОМОЩЬЮ СТАНДАРТНЫХ МАКЕТОВ

Основная теорема теории размерностей. Теория подобия и размерностей, развитая Л.И. Седовым, является мощным средством анализа процессов механики сплошной среды. Сочетание выводов теории размерности и подобия с общим качественным анализом механизма физических явлений может служить плодотворным теоретическим методом исследования. Физические закономерности, устанавливаемые теоретически или непосредственно из опыта, представляют собой функциональные зависимости между величинами, характеризующими исследуемое явление. Численные значения этих размерных величин зависят от выбора системы единиц измерения, которая никак не связана с существом явления. Поэтому функциональные зависимости, выражающие собой физические закономерности, которые не зависят от системы единиц измерения, должны обладать некоторой специальной структурой. Пусть мы имеем размерную величину a, которая является функцией независимых между собой размерных величин $a_1, a_2, ..., a_n$.

$$a = f(a_1, a_2, ..., a_k, a_{k-1}, ... a_n); \qquad (1.4)$$

некоторые из этих параметров в рассматриваемом процессе могут быть переменными, другие – постоянными.

Выясним структуру функции (1.4) в предположении, что эта функция выражает собой некоторый физический закон, не зависящий от выбора системы единиц измерения. Пусть среди размерных величин a_1, a_2,..., a_n первые k величин ($k \le n$) имеют независимые размерности. Независимость размерностей означает, что формула, выражающая размериость одной из величин, не может быть представлена как комбинация в виде степенного одночлена из формул размерности для других величин. Например, размерности длины L, скорости L/T и энергии ML^2/T^2 независимы; размерности длины L, скорости L/T и ускорения L/T^2 зависимы. Среди механических величин обычно имеется не более трех с независимыми размерностями. В соответствии с π-теоремой, пользуясь относительной системой единиц измерения, соотношение (1.4) можно представить в виде

$$\Pi = f(1,1,..., \Pi_1,...,\Pi_{n-k}) . \qquad (1.5)$$

Таким образом, связь между $n + 1$ размерными величинами a, a_1,..., a_n, не зависящая от выбора системы единиц измерения, принимает вид соотношения между $n + 1 - k$ величинами Π, Π_1,...,Π_{n-k}, представляющими собой безразмерные комбинации из $n + 1$ размерных величин. При этом система определяющих параметров должна обладать свойством полноты.

Всякое физическое соотношение между размерными величинами можно сформулировать как соотношение между безразмерными величинами. В этом, собственно, и заключается источник полезных приложений метода теории подобия и размерностей к исследованию механических задач.

Анализ размериостей для процесса фрагментации. Применим на практике соображения теории размерностей для оценки дробления оболочек на осколки.

Механизмы фрагментации определяются размером зерна, наличием субструктур, включений, и поэтому проблема оценки дробления оболочек осколочных боеприпасов на осколки имеет две стороны: выбор марки стали и термообработки, необходимых для получения некоторого прогнозируемого качества дробления; расчет общего числа осколков и их распределения по группам масс и углам разлета.

Основными факторами, влияющими на фрагментацию со стороны металла, являются: химический состав, размер зерна, физико-механические свойства.

Химический состав. Для сталей основным определяющим фактором является содержание углерода. По этому показателю выделяются следующие классы сталей: С < 0,3 % – низкоуглеродистые стали; 0,3 < С < 0,7 % – среднеуглеродистые стали; С > 0,7 % – высокоуглеродистые стали. С увеличением содержания углерода фрагментация усиливается. Особенно интенсивное повышение фрагментации наступает при содержании углерода более 0,83 %, когда перлитно-ферритная структура стали переходит в перлитно-цементитную. Включения хрупкого цементита в стали являются очагами разрушения и способствуют более интенсивной фрагментации. К другим элементам, добавка которых действует в том же направлении, относятся кремний, фосфор и сера.

Размер зерна. Измельчение зерна феррита приводит к повышению сопротивления хрупкому разрушению, в том числе снижению порога хладноломкости и одновременно к повышению предела текучести. С увеличением размера зерна фрагментация сталей усиливается.

Физико-механические свойства металла зависят от его химического состава и размера зерна. К стандартным статическим механическим характеристикам относятся: σ_s – предел текучести; $\sigma_в$ – временное сопротивление разрушению; δ – относительное удлинение при разрыве; ψ – относительное сужение при разрыве; $a_н$ – ударная вязкость.

Наиболее показательной характеристикой является энергия разрушения на единицу поверхности E_s (Дж/м^2). В качестве такой величины из перечисленных выше обычно используется ударная вязкость $a_н$, имеющая такую же размерность.

Принимая за основные характеристики металла предел текучести σ_s и удельную работу разрушения E_s, проведем анализ размерностей для процесса фрагментации. Рассмотрим разрушение цилиндрической оболочки (рис. 1.21) с размерами d_0, δ_0, L_0. В процессе фрагментации образуется спектр фрагментов с некоторой характеристической массой m_c. Эта масса является функцией геометрических характеристик d_0, δ_0, L_0, свойств ВВ ρ_0, D и свойств металла γ_0, σ_S, E_s, т.е.

$$m_c = f(d_0, \delta_0, L_0, \rho_0, D, \gamma_0, \sigma_s, E_s). \qquad (1.6)$$

Это соотношение связывает $n + 1 = 9$ размерных параметров. Согласно π-теореме теории подобия и размерностей оно может быть

заменено соотношением, связывающим $n + 1 - k$ безразмерных величин (k – число независимых размерностей, в данном случае $k = 3$, т.е. $n + 1 - k = 6$). Пять из шести безразмерных переменных легко находится по известным аналогам задач механики. Сюда относятся следующие комплексы:

$$\frac{m_c}{\gamma_0 \delta_0^3}; \quad \frac{\delta_0}{d_0}; \quad \frac{L_0}{d_0 - 2\delta_0}; \quad \frac{\rho_0}{\gamma_0}; \quad \frac{\rho_0 D^2}{\sigma_s}. \tag{1.7}$$

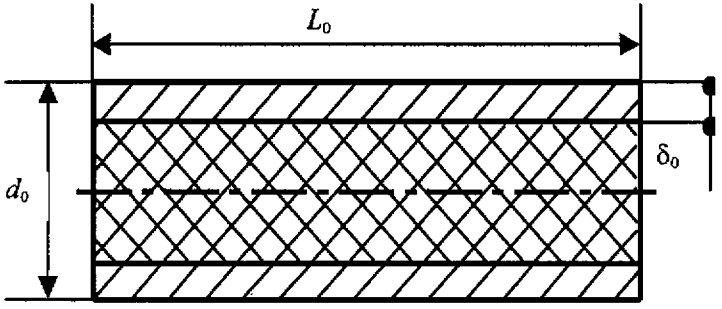


Рис. 1.21. Цилиндрическая оболочка, снаряженная ВВ

Основной безразмерный параметр фрагментации F, включающий в себя характеристики сочетания «ВВ-металл», в том числе и удельную энергию разрушения, сформируем по правилам теории размерностей. В общем виде

$$F = \rho_0^{\alpha} (d_0 - 2\delta_0)^{\beta} D^{\gamma} \sigma_s^{\delta} E_s^{\varepsilon}, \tag{1.8}$$

где $\dim \rho_0 = ML^{-3}$; $\dim (d_0 - 2\delta_0) = L$; $\dim D = LT^{-1}$; $\dim \sigma_s = ML^{-1}T^{-2}$; $\dim E_s = MT^{-2}$.

Отсюда

$$\dim F = (ML^{-3})^{\alpha} (L)^{\beta} (LT^{-1})^{\gamma} (ML^{-1}T^{-2})^{\delta} (MT^{-2})^{\varepsilon} =$$
$$= M^{(\alpha + \delta + \varepsilon)} L^{(-3\alpha + \beta + \gamma - \delta)} T^{(-\gamma - 2\delta - 2\varepsilon)}.$$

Так как для безразмерной величины F $\dim F = M^0 L^0 T^0$, то получаем систему уравнений, связывающую пять параметров α, β, γ, δ, ε :

$$\alpha + \delta + \varepsilon = 0; \quad -3\alpha + \beta + \gamma - \delta = 0; \quad -\gamma - 2\delta - 2\varepsilon = 0. \tag{1.9}$$

Привлечем дополнительно следующие известные физические соотношения:

$n_\theta \sim (d_0/2 - \delta_0)^{1/4}$ – экспериментальные данные;

$n_\theta \sim V_0$ – соотношение Покровского – Райнхарта – Пнрсона;

$V_0 \sim D$ – формула Покровского – Станюковича.

Отсюда получаем $n_\theta \sim (d_0/2 - \delta_0)^{1/4} D$ и, следовательно, сравнивая с исходным выражением для F, получаем $\beta = \gamma/4$. Для замыкания системы уравнений примем показатель степени α при плотности ρ_0 равным 1. В этом случае, решая систему, найдем

$$\alpha = 1; \quad \beta = 1/2; \quad \gamma = 2; \quad \delta = -1/2; \quad \varepsilon = -1/2$$

и, следовательно,

$$F = \rho_0 D^2 (d_0/2 - \delta_0)^{1/2} / \left(E_s^{1/2} \sigma_s^{1/2} \right). \qquad (1.10)$$

Исключая в первом приближении относительно малозначащне безразмерные параметры $\frac{\rho_0}{\gamma_0}$, $\frac{\rho_0 D^2}{\sigma_s}$ и вводя обозначения $\frac{\delta_0}{d_0} = \delta_d$, $\frac{L_0}{d_0 - 2\delta_0} = \frac{L_0}{d_a} = \lambda_0$, получаем

$$\frac{m_c}{\gamma_0 \delta_0^3} = f(\delta_d, \lambda_0, F). \qquad (1.11)$$

При экспериментальных исследованиях фрагментации цилиндров целесообразно ограиичить число определяющих безразмерных параметров. Обычно фиксируют удлинение цилиндра, т.е. принимают $\lambda_0 = \text{const}$, причем λ_0 определяется из некоторых физических условий. В этом случае исследуется изменение всех характеристик фрагментации в поле аргументов δ_d и F.

Вхождение в состав безразмерной комбинации F линейного размера d_a (внутреннего днаметра оболочки) указывает на наличие масштабного эффекта при фрагментации, проявляющегося в усилении дробления при увеличении лннейных размеров цилиндра.

Осколочные спектры дают важную информацию о физике фрагментации и поведении материалов, позволяют достаточно обоснованно сопоставлять и отбирать материалы конкретного назначения, поэтому по-прежнему сохраняют значительную роль.

Соотношения для общего числа осколков. Известно много формул, с помощью которых может быть рассчитано общее количество осколков, образующихся при подрыве осколочного боеприпаса. Эти соотношения в основном являются эмпнрическнми и не

имеют большого значения в практике, потому что при использовании требуют подстановок различных эмпирических коэффициентов. Здесь из большого числа соотношений дадим только одну формулу для расчета общего количества осколков с массой более 0,5 г $N_{0,5}$, предложенную В.А. Одинцовым.

$$N_{0,5} = K\frac{\alpha}{\psi}d_0^2 D^2,$$

где K – коэффициент, зависящий от геометрии оболочки (для ОФС $K = 70...100$); α, ψ – коэффициент наполнения оболочки ВВ и относительное сужение материала оболочки при разрыве (оба в долях от единицы или в процентах); d_0 – внешний диаметр оболочки (калибр), дм; D – скорость детонации заряда ВВ, км/с.

Структура формулы показывает, как изменяется общее количество осколков с изменением конструктивных параметров боеприпаса.

Стандартные осколочные цилиндры. Стандартные осколочные цилиндры предназначены для исследования дробимости материала оболочек боеприпасов (главным образом, сталей) и для определения метательно-дробящих свойств ВВ. В настоящее время в России приняты две основные схемы стандартных цилиндров: закрытая (*а*) и открытая (*б*), которые показаны на рис. 1.22. Для каждого типа цилиндра в зависимости от внутреннего диаметра установлено три модификации цилиндра: малый, средний и основной. В качестве основного выбран цилиндр с внутренним диаметром $d_a = 40$ мм. Этот выбор обусловлен следующими соображениями:

1) согласно результатам численного моделирования при $d_a = 40$ мм, $\delta_d = 1/6$ в средней по толщине зоне стенки цилиндра реализуется удельный импульс растяжения $i_c = 5$ ГПа·мкс, достаточный для образования разрывно-волновой зоны, что позволяет проверить на цилиндре действие разрывно-волновых эффектов;

2) для ряда материалов сохраняется возможность определять характеристики механики разрушения материала цилиндра, в частности, трещиностойкости K_{1C} и ударной вязкости $a_н$;

3) ограничение снизу $d_a \geq 40$ мм вытекает из условия полноты детонации заряда ВВ, особенно для смесевых ВВ с большим содержанием алюминиевой пудры, перхлората калия и т.п.;

4) ограничение сверху $d_a \leq 40$ мм определяется условиями подрыва основного цилиндра в лабораторных вакуум-камерах, максимальная масса заряда ВВ для которых не превышает 400...500 г.

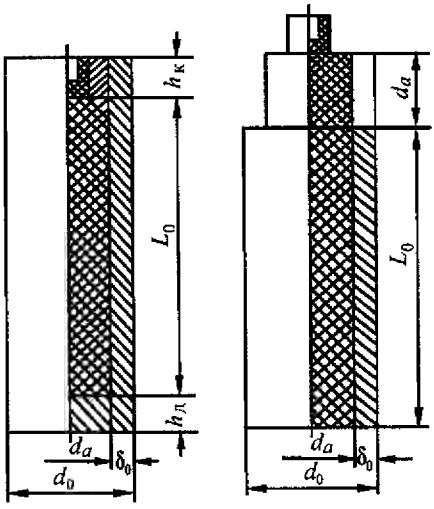


Рис. 1.22. Схемы стандартных макетов

Длина камеры основного цилиндра и соответственно открытого цилиндра составляет L_0 = 160 мм, общая длина закрытого цилиндра L = 200 мм. Внешний диаметр d_0 , нумерация основных цилиндров и их массы в зависимости от относительной толщины стенки цилиндра представлены в табл. 1.3.

Таблица 1.3

Характеристика стандартных макетов

δ_d	d_0	Закрытый цилиндр		Открытый цилиндр	
		№	M, г	№	M, г
1/12	48	9	1065	9-О	695
1/10	50	10	1305	10-О	890
1/8	53,33	11	1730	11-О	1225
1/6	60	12	2660	12-О	1975

Характеристнки типовых ВВ и массы зарядов C приведены в табл. 1.4.

Таблица 1.4

Характеристика сиаряжеиия стаидартных макетов

ВВ	ρ_0, кг/ м^3	D, м/с	$\rho_0 D^2$, ГПа	$P_{C\text{-}J}$, ГПа	C, г
ТНТ	1550	6200	59,5	14,9	305
Гексоген-алюминий флегматнзированный	1700	7900	106,1	26,5	336
Октоген флегматизированиый	1750	8600	129,4	32,4	346

Важным методическим вопросом испытаний стандартных цилиндров является выбор нижней границы m_s масс отбираемых осколков. Теоретически масса m_s должна определяться по условию включения в спектр совокупности осколков, дающей наиболее мелкую фракцию. Такая совокупность образуется мелкими сдвиговыми осколками, в контактной зоне на границе оболочки и продуктов взрыва. Многочисленные измерения ширины ступенек скольжения и удлинений контактных сдвиговых осколков стандартных цилиндров № 11, 12 при различных комбинациях металл–ВВ и их статистическая обработка показали, что значение $m_s \approx 0{,}25$ г. Это значение и принято в качестве массы осколков m_c для основных цилиндров (d_a = 40 мм). В исследованиях, проводимых в США, значение m_s обычно принимается равным 1 гран (0,0648 г).

При экспериментальной обработке спектров осколков стандартных цилиндров принято все осколки классифицировать на три массовые фракции: мелкая фракция $m \in$ [0,1 г] с относительным содержанием $\mu_м$, средняя фракция с массой осколков $m \in$ [1,4 г] с относительным содержанием μ_c и крупная фракция с массой осколков $m \in [4,\infty$ г] с отиосительным содержанием $\mu_к$.

Оценка качества дробления может проводиться с использованием классификационной диаграммы, построенной для стандартного цилиндра № 12 с пересчетом спектра последнего на спектр натурных осколочно-фугасных снарядов калибра 100...152 мм с коэффициентом наполиения $\alpha = 0{,}15...0{,}20$. Пересчет производится на основе теории подобия. Для каждой комбинации показателей цилиндра $N_{0,25}$, μ_c прогнозируются параметры осколочного поля снаряда и соответственно ущерб, наносимый одним снарядом конгломерату целей, включающему живую силу, небронированную и легкобронированную технику:

$$У_I = \sum_{i=1}^{3} П_i S_{пр\,i} Ц_i ,$$

где $П_i$ – плотность целей данного класса на местности, 1/м^2; $S_{пр\,i}$ – площадь приведенной зоны поражения для целей данного класса, м^2; $Ц_i$ – стоимость одной цели данного класса, у.е.

Построенные на плоскости ($N_{0,25} - \mu_c$) линии равных ущербов и заключенные между ними зоны с достаточным приближением могут быть аппроксимированы прямоугольными областями. Класси-

фикационная диаграмма представлена на рис. 1.23 (класс 1 – высококачественное дробление – соответствует условию $N_{0,25} \geq 2000$, $\mu_c \geq 0{,}45$; класс II – качественное дробление – условию $N_{0,25} \geq 1500$, $\mu_c \geq 0{,}40$; класс III – удовлетворительное дробление – условию $N_{0,25} \geq 1500$, $\mu_c \geq 0{,}30$; класс IV – неудовлетворительное дробление – $N_{0,25} < 1000$, $\mu_c < 0{,}30$). Максимальный прогнозируемый уровень числа $N_{0,25}$ для стандартного цилиндра № 12 составляет 3000 шт.

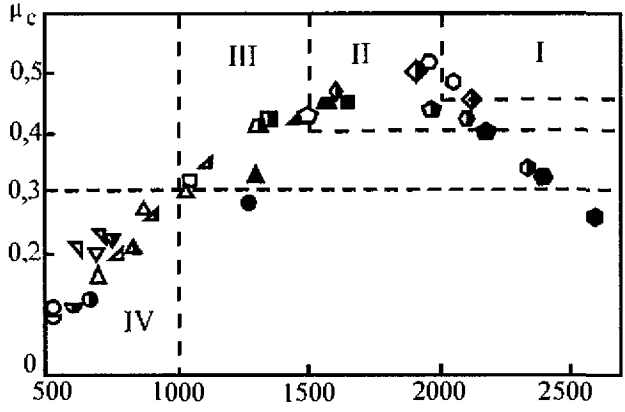


Рис. 1.23. Классификационная диаграмма качества дробления стандартного цилиндра № 12. По оси абсцисс отложено число осколков $N_{0,25}$

Основные марки осколочных сталей

Группа углеродистых сталей. Механические характеристики углеродистых сталей представлены в табл. 1.5.

Таблица 1.5

Механические свойства углеродистых сталей

Сталь	$\sigma_{0,2}$, МПа	$\sigma_в$, МПа	δ, %	ψ, %	$a_н$, кДж/м^2	*НВ*
10	390	510	33	62	1300	174
20	500	630	19	52	1270	178
35	520	550	4	27	420	254
45	560	680	22	47	670	187
С-60 иорм.	670	790	23	39	400	217
С-60 улучш.	920	1020	18	47	400	285

Увеличение содержания углерода в данном диапазоне 0,1 < С < 0,6 % приводит к улучшению как числовых и балансно-массовых характеристик спектра, так и характеристик формы осколков. Наихудшее дробление имеют низкоуглеродистые стали 10 и 20. Среди средиеуглеродистых сталей 0,3 < С < 0,7 % наибольший интерес представляет сталь С-60, являющаяся основной отечественной штатной снарядной сталью. Сталь С-60 по химическому составу соответствует конструкционной стали 60, но имеет расширенные пределы по содержанию фосфора и серы.

Кремнистые стали. Примером кремнистой стали, используемой для осколочных боеприпасов, может служить сталь 60С2. Она относится к классу пружинно-рессорных сталей и содержит 2 % кремния, увеличивающего хрупкость. В США для производства осколочно-фугасных снарядов используется сталь аналогичного состава AISI-9260. Кремиистая сталь при невысокой стоимости легирующего элемента обеспечивает стабильное, хотя и не очень высокое преимущество перед сталью С-60.

Хромистые стали. Типичные стали этого класса – стали 40Х и 45Х1. Сталь 45Х1 является, как и С-60, штатной снарядной сталью. Присутствие хрома в стали приводит к подавлению радиальных трещин отрыва и преимущественному развитию сдвигового разрушения. Отмечаются повышенное содержание осколков крупной фракции и значительное уменьшение числа мелких осколков.

Кремнемарганцовистые стали. Эта группа сталей в настоящее время вызывает пристальный интерес. Еще в 1970 году в США была запатентована высокоуглеродистая заэвтектоидная сталь HF-1 с цементитно-перлитиой структурой, по составу примерно соответствующая отечественной индексации 110Г2С. Существенным недостатком стали HF-1 является ее низкая пластичность, в ряде случаев не обеспечивающая прочности при выстреле и при ударе о преграду. Кроме того, при снаряжении высокобризантными ВВ эта сталь не дает необходимого количества осколков средней и крупной фракции. Наиболее перспективным материалом для изготовления корпусов ОФС является эвтектоидная сталь 80Г2С.

Перспективы применении марганцовнстых аустеннтных сталей для повышенни качества дроблении. Для поражения легкоуязвимой и легкобронированной техники необходимо обеспечение дробимости осколочной оболочки на крупные осколки, способные пробивать преграды со стальным эквивалентом до 10...20 мм. Анализ возможностей использования для этих целей новых марок

сталей показал, что большой интерес представляет класс аустенитных марганцовистых сталей, обладающих комплексом уникальных свойств, таких как значительное упрочнение при пластической деформации, немагнитность, а также высокая удельная работа разрушения. Указанные свойства, наряду с относительно невысокой стоимостью, делают эти стали перспективными для использования в качестве материала осколочных оболочек боеприпасов, предназначенных для поражения защищенных целей.

Устойчивая аустенитная структура образуется в углеродистых сталях при содержании углерода 0.4...2.0 % и марганца 13...17 % после закалки. Наиболее известна аустенитная марганцовистая сталь 110Г13Л (сталь Гадфильда). В условиях обычного трения, сопровождающегося высоким давлением, она при низкой твердости обладает необычно высокой износостойкостью. Сталь обладает типичными для аустенитных сталей высокими вязкостью и пластичностью при достаточно хорошей прочности.

Для оценки характеристик стали 110Г13Л по сравнению со стандартной сталью С-60 были проведены эксперименты со стандартными макетами № 8 внешним диаметром 48 мм и толщиной стенки 8 мм, изготовленными из стали 110Г13Л и С-60. Оценивалась фрагментация макетов и скорости разлета фрагментов. Химический состав и механические свойства сталей после термообработки даны в табл. 1.6 и 1.7.

Таблица 1.6

Химический состав сталей 110Г13Л и С60, %

Марка стали	Термообработка	C	Si	Mn	S	P	Cr	Ni	Cu
110Г13Л	Закалка	1.18	0.8	13.8	0.02	0.02	0.5	0.01	0.01
С-60	Нормализация	0.61	0.12	0.75	0.05	0.05	–	0.5	0.3

Таблица 1.7

Механические свойства сталей 110Г13Л и С60

Марка стали	Термообработка	Режимы термообработки	Охлаждающая среда	H_V	$\sigma_в$, МПа	ψ, %
110Г13Л	Закалка	T = 1050...1100 °С	Вода	200	960	25
С-60	Нормализация	T = 800...850 °С	Воздух	196	710	31

Целью экспериментов являлось исследование процесса разрушения оболочек, изготовленных из сталей 110Г13Л и С-60, в одинаковых условиях с последующим сравнением: распределения фрагментов по массе и по удельной поперечной нагрузке, скорости разлета, механизмам деформации. Эксперименты проводились путем подрыва макетов, снаряженных различными ВВ с последующим улавливанием осколков и одновременным измерением скорости разлета контактным методом. Осколки в дальнейшем извлекались из улавливающей среды, сортировались по массовым группам, и проводилась их статистическая и геометрическая обработка. Основные характеристики спектров и скорости разлета фрагментов для наполнения составами ТГ 50/50 и ТГ 40/60 даны в табл. 1.8.

Таблица 1.8

Основные характеристики спектров

Сталь	ВВ	$N_{0,25}$, шт.	$\mu_{<0,25}$, %	$\mu_{0,25-1}$, %	$\mu_{>1}$, %	ξ, $г^{0,66}/см^2$	$<m>$, г	V_0, м/с
110Г13Л	ТГ 50/50	473	31.24	9.48	59.28	2.22	2.97	960
110Г13Л	ТГ 40/60	511	37.16	12.51	50.33	2.27	2.99	1150
С-60	ТГ 50/50	360	42.17	10.04	47.79	2.01	3.51	870
С-60	ТГ 40/60	435	45.34	15.37	39.29	2.09	2.33	950

В табл. 1.8 $\mu_{<0,25}$, $\mu_{0,25-1}$, $\mu_{>1}$ – массовые доли осколков с массами меньше 0,25 г, в диапазоне 0,25 – 1 г, и с массами больше 1 г соответственно; ξ – удельная поперечная нагрузка, определяемая из соотношения $q = \xi \cdot m^{2/3}$, где q – поперечная нагрузка; m – масса осколка.

Анализ спектров показывает, что для оболочек с аустенитной структурой наблюдается рост общего количества фрагментов и перераспределение масс по фракциям, говорящее о повышении регулярности дробления. Кроме того, имеется увеличение удельной поперечной нагрузки фрагментов и скоростей их разлета. Повышение компактности, снижение процента мелких осколков и увеличение скоростей разлета фрагментов обеспечивается исключительно за счет таких свойств марганцовистого аустенита, как высокая вязкость и упрочняемость при пластической деформации.

Специфический характер разрушения оболочки из стали Гадфильда проявляется в виде сдвигового разрушения. Соответственно рост скоростей разлета фрагментов обеспечивается за счет увеличения радиуса разрушения оболочки.

Полученные результаты дают представление о разрушении оболочек из марганцовистых аустенитных сталей как процессе, связанном с фазовым состоянием структуры, влияющим на механизм разрушения. Марганцовистый аустенит более склонен к пластическому деформированию по механизму сдвига и разрушается на более компактные фрагменты с увеличением скорости их разлета. Фрагменты из стали Гадфильда менее деструктированы по сравнению со сталью С-60, имеют меньший процент пыли, более высокую регулярность дробления.

Однако проблема имеет еще один аспект. Это очень плохая обрабатываемость марганцовистых аустенитных сталей из-за их исключительно высокой упрочняемости при пластическом деформировании. Повышение обрабатываемости может, например, достигаться путем легирования такой стали алюминием.

1.4. СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПОЛЕЙ РАЗЛЕТА ОСКОЛКОВ И ФОРМИРУЕМЫХ ОСКОЛОЧНЫХ СПЕКТРОВ

Поля разлета осколков, методы управлення полями разлета. При взрыве осколочного боеприпаса образуется осколочное поле – поток осколков, характеризующийся направлением и скоростью движения, а также плотностью, т.е. количеством осколков, приходящихся на единицу площади, которую они пересекают. Плотность и скорость потока осколков являются важнейшими характеристиками, определяющими возможность поражения цели. Так как сама цель в общем случае может находиться под совершенно произвольным углом по отношению к оси боеприпаса, то при решении задачи определения вероятности попадания осколков в цель необходимо прежде всего знать, сколько осколков летит в данном направлении. Ответ на этот вопрос дает так называемый закон разлета осколков. Он представляет собой зависимость относительного количества и скорости осколков, летящих в данном направлении относительно оси боеприпаса. Обычно это направление задается в сферической системе координат двумя углами – углом θ в экваториальной и углом φ в меридиональной плоскостях (рис. 1.24). Угол φ отсчитывается от оси БЧ и может изменяться от 0 до π. Угол θ изменяется от 0 до 2π. Таким образом, задача нахождения закона разлета сводится к определению относительного количества

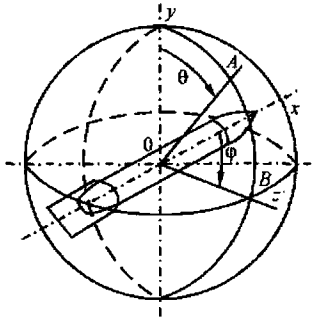


Рис. 1.24. Углы θ и φ, определяющие закон разлета осколков

и скорости осколков, летящих в направлениях, определяемых углами φ и θ. Решить эту задачу можно как теоретически, так и опытным путем.

Отметим, что по углам разлета может изменяться не только плотность и скорость осколочного поля, но и характер дробления боеприпаса. В дальнейшем мы будем считать, что закон дробления не зависит от углов разлета осколков.

По форме осколочного поля выделяются два основных класса: осесимметричные поля; неосесимметричные поля. Первый класс – наиболее обширный и включает в себя поля всех ствольных боеприпасов и авиабомб, подавляющей части ОБЧ ракет и большей части инженерных осколочных мин. Ось отсчета совпадает с осью боевой части, или с осью снаряда. Угол φ, как правило, отсчитывается от направления полета снаряда. Частным случаем осесимметричных боеприпасов являются ОБП с центральной (сферической) симметрией.

По конфигурации осколочных полей можно выделить три основных класса (рис. 1.25). Круговое и осевое поля являются осесимметричными и могут быть описаны с помощью только одного угла φ. Радиально направленное поле не является осесимметричным и требует для своего задания полного описания. Осколочные боеприпасы с круговыми полями наиболее распространены из-за простоты их реализации.

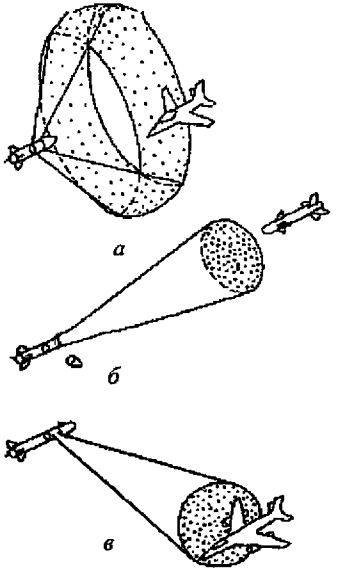


Рис. 1.25. Конфигурации осколочных полей (на примере ОБЧ зенитных управляемых ракет):
а – круговое поле; *б* – осевое поле; *в* – радиально направленное поле

Введем классификацию осесимметричных осколочных полей в зависимости от угла разлета $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$, включающего 80 % или 90 % всех осколков. Угол разлета $\Delta\varphi$ определяется в основном формой оболочки и схемой инициирования. Для цилиндрических оболочек с удлинением $L_0/d_0 = 1{,}5...2{,}5$ при точечном инициировании с торца заряда и из центра заряда угол разлета $\Delta\varphi$ равен соответственно около 15° и 25°. Малые углы разлета ($\Delta\varphi = 5°,...,10°$ – осколочные поля типа «режущий диск») реализуются с помощью оболочки с вогнутой образующей, двухточечного инициирования на торцах заряда, многоточечного синхронного инициирования на оси заряда, создающего расходящуюся детонационную волну, близкую к цилиндрической. Большие углы разлета достигаются бочкообразной формой ОБЧ или сопряжением цилиндрического и конического объемов.

Опытным путем угловые распределения осколков $f(\varphi)$ и скорости $V_0 = g(\varphi)$ определяются с помощью подрывов ОБП в щитовой мишенной обстановке подсчетом пробоин нужной площади в секторах дюралюминиевых или стальных щитов, соответствующих 5° угловым зонам (всего 36 угловых зон с номерами $j = 1{,}2,...,36$). Результаты испытаний пересчитываются на сферу. Скорость разлета осколков в угловых зонах вычисляется по измеренному оптической съемкой времени пролета осколком расстояния от места подрыва до щита. Схема щитовой мишенной обстановки приведена на рис. 1.26.

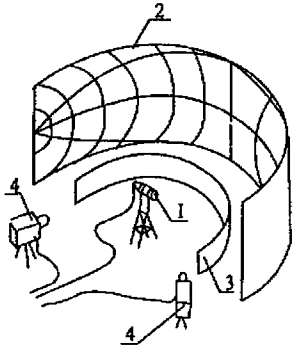


Рис. 1.26. Щитовые испытания: *1* – снаряд; *2* – щит; *3* – противорикошетный щит; *4* –скоростные кинокамеры

Закон дробления устанавливает распределение осколков по величине их масс. Он может быть получен в основном экспериментальным путем и носит статистический характер. Последнее объясняется тем, что дробление сплошной оболочки в каждом конкретном случае зависит от множества различных факторов, в том числе и от случайных. Поэтому, чтобы учесть эти случайности, получить надежные оценки параметров и выявить закономерности, присущие боеприпасу рассматриваемого типа, необходимо произвести достаточно большое число опытов и обработать их результаты статистическими методами.

Характеристики осколочного поля определяются с помощью камерных испытаний. Суть экспериментов состоит в подрыве боевых частей или их макетов в специальных ямах или бронекамерах, заполненных песком, опилками или другими улавливателями осколков (рис. 1.27). Материал улавливателей не должен приводить к разрушению попадающих в него осколков и вносить тем самым погрешности в результаты экспериментов. Собранные после подрыва БЧ осколки взвешивают и сортируют по интервалам масс на всей непрерывной шкале от минимального m_s до максимального m_{max} значения.

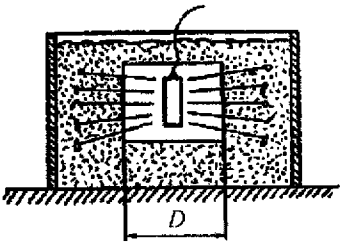


Рис. 1.27. Схема бронекамеры с ловителем

Пример оформления результатов испытаний показан в табл. 1.9 (спектр открытого цилиндра d_a = 25 мм, d_0 = 37,5 мм, δ_d = 1/6, L_0 = 100 мм, сталь 20/ТНТ, M = 484 г, $N_{0,5}$ = 189). В первой колонке ($m \le m_s$) приводится только общая масса осколков данной массовой группы $\hat{M}_1$, которая обычно определяется как разность между исходной массой осколочной оболочки M и суммарной собранной массой осколков всех групп, кроме первой. Разность масс $M_d = M - \sum \hat{M}_i$ называется недобором. Относительный недобор массы $\Delta = M_d / M$ свидетельствует о качестве испытаний и, как правило, не должен превышать 0,05.

Таблица 1.9

m, г	<0,5	0,5...1	1...2	2...3	3...4	4...6	6...8	8...10
$\hat{N}_i$, шт.	–	81	38	17	16	26	8	3
$\hat{M}_i$, г	64,1	56,6	57,6	42,5	55,1	124,7	56,9	26,5

По результатам обработки строятся гистограммы распределения «число по массе» и «масса по массе», как правило, в нормированном виде, когда по ординатам откладываются значения величин

$$\hat{f}(m) = \frac{\hat{N}_i}{N_s}\frac{1}{\Delta m_i}; \qquad \hat{\varphi}(m) = \frac{\hat{M}_i}{M}\frac{1}{\Delta m_i}. \qquad (1.12)$$

В технической документации часто приводятся более простые ненормированные гистограммы. Их недостатком является искажение вида распределения при переходе к группам с большими интервалами масс Δm_i. Очевидно, что аппроксимация спектров аналитическими зависимостями может проводиться только по нормированным гистограммам.

Для указанного выше спектра нормированные гистограммы приведены на рис. 1.28.

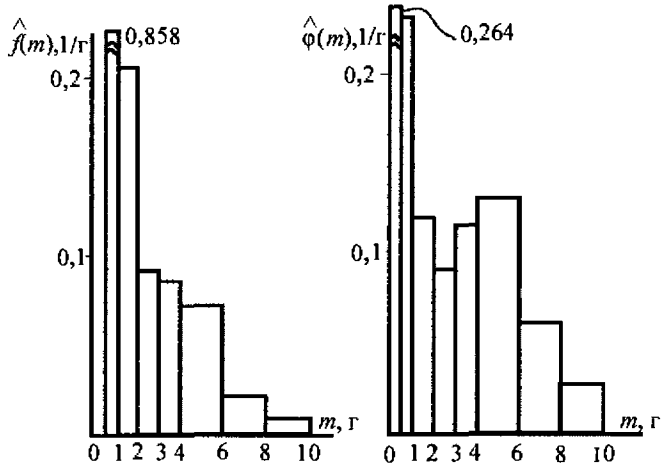


Рис. 1.28. Нормированные гистограммы осколочного спектра

Минимальная масса осколка m_s зависит от массы БЧ. Обычно m_s принимают равной 0,5 г, так как осколки меньшей массы могут быть недостаточно эффективными. Для малых калибров m_s может быть меньше 0,5 г. Низший предел – 0,1 г. Такие мелкие осколки очень трудно собрать и отделить от фракций разрушенного улавливателя.

В литературе большое внимание уделяется оценке достоверности данных, полученных при камерных испытаниях. Отмечается, что существенно влиять на характер спектра могут как тип тормозящей среды, так и диаметр воздушной полости D, в которой осуществляется подрыв. Увеличение диаметра полости способствует уменьшению средней массы осколочного спектра. Рекомендовано для получения неискаженного распределения фрагментов, соответствующего подрыву в неограниченной воздушной среде, выбирать

отношение D/d_0 при водяном ловителе не менее 5, при песчаном – не менее 10. Здесь d_0 – калибр боеприпаса.

Современная теория боеприпасов осколочного типа показывает, что при прочих равных условиях большей эффективностью обладают БЧ с дроблением корпусов на осколки компактной формы и заданной в известном смысле оптимальной массы. Современные технологии изготовления корпусов и БЧ в целом позволяют решить эту задачу относительно просто. Одним из первых способов улучшения качества дробления корпусов был пилообразный профиль внутренней поверхности литого корпуса осколочных и осколочно-фугасных авиабомб (рис. 1.29,*а*).

В процессе взрыва заряда и расширения корпуса его разрушение начинается в местах с минимальной толщиной стенок δ_{min}, вследствие чего корпус как бы разрывается на отдельные кольца. В дальнейшем дробление отдельных колец происходит случайным образом. Такой способ организации дробления исключает образование осколков слишком большой массы и некомпактной формы.

Аналогичным образом идет процесс формирования осколков корпусов, набранных из отдельных заранее изготовленных колец или представляющих собой пруток прямоугольного сечения, навитый на металлический стакан в виде пружины (рис. 1.29,*б*). К способам полурегулярного дробления корпусов можно отнести также использование пластмассовых «рубашек» с кумулятивными выемками (рис. 1.29,*в*). На рис. 1.29,*г* показан корпус, предварительно обработанный лазерным лучом, создающим в узких зонах микроструктуру металла с резко отличающимися от основного металла характеристиками прочности.

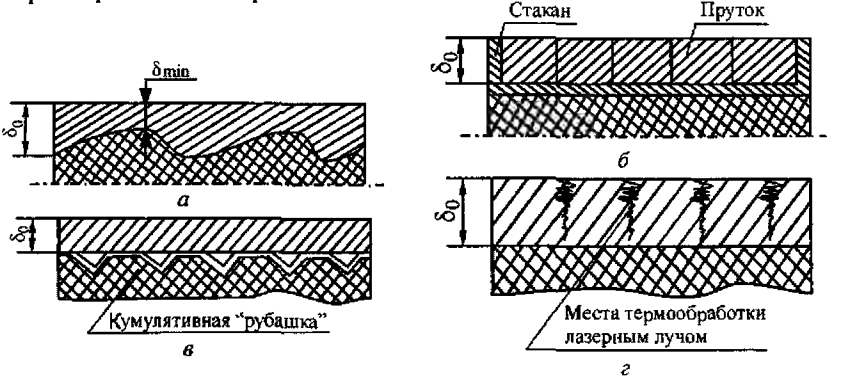


Рис. 1.29. Способы полурегулярного дробления корпусов на осколки

Регулярное дробление корпусов на осколки одинаковой массы и формы может быть обеспечено формированием на одной или обеих поверхностях стенок корпуса глубоких проточек, которые заметно ослабляют прочность стенок по указанным сечениям (рис. 1.30,*а*,*в*). Интересной особенностью внешней подрезки является то, что оболочка часто разрушается не по проточкам, а между проточками в зоне действия волн разрежения, отраженных от поверхностей проточек. Наиболее совершенный способ регулярного дробления корпусов БЧ достигается тогда, когда их стенки представляют собой наборы из заранее изготовленных осколков заданной массы и формы (рис. 1.30,*б*,*г*). Однако необходимо иметь в виду, что в этом случае при взрыве заряда практически сразу же нарушается сплошность корпуса. В образовавшиеся между осколками зазоры начинается интенсивное истечение ПД, вследствие чего сами осколки могут заметно оплавляться, а их начальная скорость при этом существенно уменьшается.

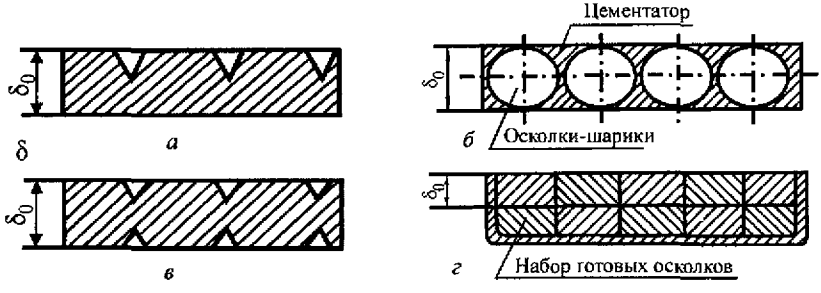


Рис. 1.30. Способы регулярного дробления корпусов на осколки

Законы распределения осколков по массе. Законы распределения осколков по массе могут применяться как в числовой $F(m)$, $f(m)$, так и в массовой $\Phi(m)$, $\varphi(m)$ формах. Числовая форма ориентирована на расчет действия, массовая форма – на выявление ресурсов массы металла.

Числовые распределения. Функция распределения случайной величины (интегрального закона распределения) вводится в виде

$$F(m)=N(<m)/N_0\,, \qquad (1.13)$$

где $N(<m)$ – число осколков, имеющих массу, меньшую m; N_0 – полное число осколков.

Функция распределения имеет следующие общие свойства:

1) она есть неубывающая функция своего аргумента, т.е. при $m_2 > m_1$ $F(m_2) > F(m_1)$;

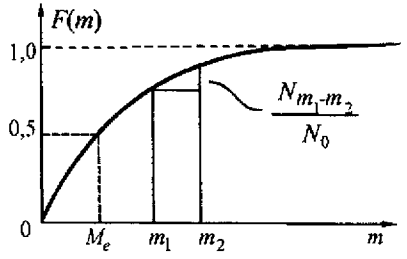


Рис. 1.31. Распределение осколков «число по массе» интегральный закон

2) на левой границе области определения функция распределения равна нулю; на правой границе области определения (в частном случае на $+\infty$) функция распределения равна единице.

Число фрагментов, имеющих массы в интервале $m_1 - m_2$ определится следующим соотношением (рис. 1.31):

$$N_{m_1-m_2} = N_0[F(m_2) - F(m_1)]. \qquad (1.14)$$

Медианой массы m называется такое ее значение M_e, для которого $F(M_e) = 1/2$.

Плотность распределения (дифференциальный закон распределения)

$$f(m) = \frac{dF(m)}{dm} = \frac{1}{N_0}\frac{dN(<m)}{dm}. \qquad (1.15)$$

В отличие от функции распределения, которая является безразмерной, плотность распределения имеет размерность 1/г. Ее основные свойства:

1) плотность распределения есть неотрицательная функция, т.е. $f(m) > 0$;

2) интеграл от плотности распределения в пределах от левой до правой границы области определения

$$\int_{m_x}^{m_{max}} f(m)dm = 1,$$

т.е. площадь под кривой распределения равна 1.

Число фрагментов, имеющих массы в интервале $m_1 - m_2$,

$$N_{m_1-m_2} = N_0 \int_{m_1}^{m_2} f(m)dm. \qquad (1.16)$$

Иначе говоря, относительное число фрагментов в данном интервале определяется как площадь F (рис. 1.32).

Модой величины m называется то ее значение $\tilde{M}$, при котором плотность вероятности $f(m)$ максимальна. Если кривая распределения имеет одну моду, распределение называется унимодальным, при наличии нескольких мод – полимодальным (в частном случае, при наличии двух мод – бимодальным).

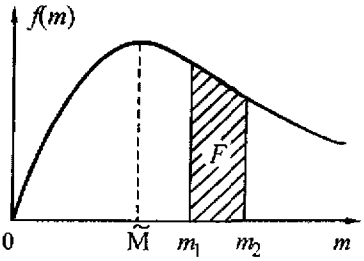


Рис. 1.32. Распределение осколков «число по массе» дифференциальный закон

Математическое ожидание массы фрагмента

$$\langle m \rangle = \int_0^\infty m f(m) dm . \qquad (1.17)$$

Можно показать, что $\langle m \rangle = M/N_0$, где M – масса корпуса боеприпаса.

Массовые распределения. Функция распределения $\Phi(m)$ и плотность распределения $\varphi(m)$ вводятся соотношениями

$$\Phi(m) = \frac{M(<m)}{M}; \qquad (1.18)$$

$$\varphi(m) = \frac{d\Phi(m)}{dm} = \frac{1}{M}\frac{dM(<m)}{dm}, \qquad (1.19)$$

где $M(<m)$ – суммарная масса фрагментов, масса каждого из которых меньше m.

Связь между числовой и массовой плотностью распределения определяется соотношением

$$\varphi(m) = \frac{mN_0}{M} f(m). \qquad (1.20)$$

Масса фрагментов, заключенная в интервале $m_1 - m_2$, определяется формулой

$$M_{m_1-m_2} = M\left[\Phi(m_2) - \Phi(m_1)\right] = M\int_{m_1}^{m_2} \varphi(m) dm . \qquad (1.21)$$

Массовое распределение $\varphi(m)$ значительно более информативно, чем числовое, при анализе баланса массы фрагментов. Оно дает

ясное представление о размерах потерь массы на бесполезные фрагменты. Кроме того, массовое распределение гораздо четче, чем числовое, выявляет бимодальный характер спектра.

Аналитическое представление законов распределения осколков

Распределение Вейбулла. Наиболее распространенным для описания разрушения материалов при взрывных и ударных нагрузках является распределение Вейбулла. Числовая форма имеет следующий вид:

$$F(m)=\frac{N(<m)}{N_0}=1-\exp-\left(\frac{m}{m_0}\right)^{\lambda}. \qquad (1.22)$$

Распределение является двухпараметрическим. Величину m_0 в дальнейшем будем называть характеристической массой распределения; показатель λ – параметром качества фрагментации. При увеличении λ фрагментация становится более однородной.

Число фрагментов в интервале определится как

$$N_{m_1-m_2}=N_0[F(m_2)-F(m_1)]=$$

$$=N_0\left[\exp-\left(m_1/m_0\right)^{\lambda}-\exp-\left(m_2/m_0\right)^{\lambda}\right]. \qquad (1.23)$$

Плотность распределения

$$f(m)=\frac{dF(m)}{dm}=\frac{\lambda}{m_0}\left(\frac{m}{m_0}\right)^{\lambda-1}\exp-\left(\frac{m}{m_0}\right)^{\lambda}. \qquad (1.24)$$

Вид плотности распределения при различных значениях λ представлен на рис. 1.33,*а*. На рис. 1.33,*б* показано взаимное расположение характеристической массы m_0, моды $\widetilde{M}$, медианы M_e и математического ожидания массы $\langle m\rangle$.

Очевидным преимуществом закона Вейбулла является возможность использования его для описания принципиально различных типов спектров.

Математическое ожидание массы фрагмента

$$\langle m\rangle=\int_0^{\infty}mf(m)dm=m_0\Gamma\left(1+\frac{1}{\lambda}\right), \qquad (1.25)$$

где $\Gamma(x)=\int_0^{\infty}e^{-t}t^{x-1}dt$ – гамма-функция.

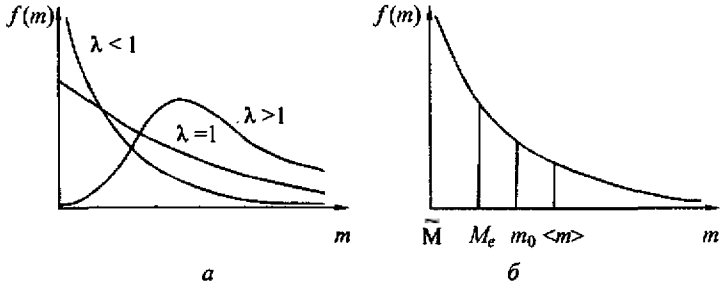


Рис. 1.33. Вид плотности распределения при различных λ (*а*); взаимное расположение характеристической массы m_0 моды $\tilde{M}$, медианы M_e и математического ожидания массы $\langle m \rangle$ (*б*)

Дифференциальный закон распределения «масса по массе» имеет вид

$$\varphi(m) = \frac{\lambda}{m_0 \Gamma(1+1/\lambda)} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{\lambda} e^{-\left(\frac{m}{m_0}\right)^{\lambda}}. \qquad (1.26)$$

Закон Мотта. В ряде отечественных и зарубежных работ для описания широкого класса спектров принимается λ = 0,5. В зарубежной литературе закон Вейбулла при λ = 0,5 называется законом Мотта, при этом характеристическая масса распределения обозначается буквой μ ($m_0 = \mu$). В этом случае

$$F(m) = 1 - e^{-(m/\mu)^{1/2}}; \qquad f(m) = \frac{1}{2\sqrt{m\mu}} e^{-(m/\mu)^{1/2}};$$

$$\langle m \rangle = \mu \Gamma(3) = 2\mu; \qquad N_0 = M/2\mu.$$

Распределение Мотта является однопараметрическим законом.

Распределение осколков по форме. Для достоверной оценки действия осколочного поля, строго говоря, необходимо знать законы распределения осколков не только по массе, но и по форме. За характеристику формы осколка обычно принимают математическое ожидание $\langle S \rangle$ площади проекции осколка или производные от него характеристики:

$$\Phi = \frac{\langle S \rangle}{V^{2/3}}, \qquad q = \frac{m}{\langle S \rangle}, \qquad \xi_0 = \frac{q}{m^{1/3}} = \frac{m^{2/3}}{\langle S \rangle},$$

где Ф – безразмерный параметр формы осколка; q – поперечная нагрузка осколка; ξ_0 – относительная поперечная нагрузка; $Y = m/\gamma_0$ – объем осколка.

Величины m и $<S>$ связаны корреляционной зависимостью. При фиксированной массе фрагменты сдвигового происхождения имеют большее значение среднего миделева сечения $<S>$ и, следовательно, параметра формы Ф, чем фрагменты хрупкоотрывного разрушения (параметр формы соответственно 2,...,2,4 и 1,8,...,2). При возрастании массы фрагмента данного осколочного спектра и переходе его в категорию «сабель» параметр формы возрастает, т.е. форма его становится хуже с точки зрения поражающего действия. Иногда пренебрегают изменением параметра формы с ростом массы и принимают Ф = const (ξ_0 = const) для всего диапазона масс. В этом случае масса и средний мидель, а следовательно, масса и поперечная нагрузка, оказываются связанными не корреляционной, а функциональной зависимостью, например, в виде

$$q = \xi_0 m^{1/3}.$$

При таком допущении величина ξ_0 может служить характеристикой компактности осколков всего спектра дробления оболочки.

1.5. ВНЕШНЯЯ БАЛЛИСТИКА ОСКОЛКОВ

Движение осколка в воздухе рассмотрим при следующих допущениях:

- плотность воздуха $\rho_в$ вдоль траектории постоянна;
- влияние силы тяжести пренебрежимо мало;
- площадь миделя осколка на полете равна ее среднему значению $<S>$;
- коэффициент лобового сопротивления c_x не зависит от скорости осколка.

На самом деле коэффициент лобового сопротивления c_x зависит от скорости и принимает максимальное значение при скорости осколка, равной скорости звука. Это допущение, пожалуй, является самым грубым.

Уравнение движения осколка приобретает вид

$$m\frac{dV}{dt} = -\frac{\rho_в V^2}{2} < S > c_x,$$

где V – текущая скорость осколка (ПЭ).

Это уравнение можно представить в виде

$$\frac{dV}{dt} = -AV^2 \quad , \qquad A = \frac{\rho_в < S > c_x}{2m}, \tag{1.27}$$

где A – баллистический коэффициент, 1/м.

Наибольший интерес для практики представляет закон изменения скорости ПЭ в функции от пройденного расстояния x. Используя замену

$$\frac{dV}{dt} = \frac{dV}{dx}\frac{dx}{dt} = V\frac{dV}{dx},$$

можно представить уравнение движения осколка в воздухе в виде

$$\frac{dV}{dx} = -AV. \tag{1.28}$$

Из этого уравнения, в частности, следует, что величина AV есть потеря скорости осколка на пути в 1 м. Интегрируя это уравнение при начальном условии $V(0) = V_0$, получаем

$$\ln\frac{V}{V_0} = -Ax,$$

откуда

$$V = V_0 e^{-Ax}. \tag{1.29}$$

Это выражение известно как закон экспоненциального затухания скорости осколка на полете. Отсюда можно получить выражение для убойного интервала осколка – расстояния от места взрыва, на котором осколок еще сохраняет скорость, необходимую для поражения цели (убойную скорость $V_{уб}$):

$$l_{уб} = \frac{1}{A}\ln\frac{V_0}{V_{уб}}. \tag{1.30}$$

Выражение для баллистического коэффициента можно представить в виде

$$A = \frac{\rho_в c_x \Phi}{2\gamma_0^{2/3} m^{1/3}},$$

$\Phi = \dfrac{<S>}{Y^{2/3}}$ – параметр формы осколка (табл. 1.10); $<S> = \dfrac{S_\Sigma}{4}$, (1.31)

где S_Σ – полная площадь поверхности ПЭ; Y – объем осколка.

Таблица 1.10

Значения параметра Ф для тел правильной геометрической формы

Форма тела	Ф
Шар	1,31
Цилиндр	
$L/d = 1$	1,38
$L/d = 2$	1,45
Тетраэдр	1,80
Октаэдр	1,43
Куб	1,50
Параллелепипед	
1 × 1 × 2	1,58
1 × 1 × 8	2,13
1 × 2 × 2	1,59
1 × 4 × 4	1,89

Более сложно определение среднего миделя и параметра формы для осколков естественного дробления. Метод определения среднего миделя $<S>$, регламентированный ГОСТом, основан на измерении массы m и двух размеров наибольшего основания осколка – длины a и ширины b. Для осколка принимается модель Е.С. Вентцель в виде параллелепипеда $a \times b \times c$ ($a > b > c$) и, следовательно, толщина

$$c = \frac{Y}{ab} = \frac{m}{\gamma_0 ab},$$

откуда

$$<S> = \frac{S_\Sigma}{4} = \frac{ab + \dfrac{m}{\gamma_0}\dfrac{a+b}{ab}}{2}. \qquad (1.32)$$

Реальная форма осколка ЕД отличается от параллелепипеда тем сильнее, чем большую роль при разрушении играют сдвиговые процессы.

Параметр формы для осколков ЕД зависит от характеристик металла и для осколков малых фракций изменяется в диапазоне Ф = 1,8...2,2. Наряду с параметром формы Ф используются и другие показатели, также построенные на основе среднего миде-

ля $<S>$. Сюда относятся поперечная нагрузка осколка

$$q = \frac{m}{<S>} \tag{1.33}$$

и относительная поперечная нагрузка

$$\xi_0 = q / m^{1/3} \ (\text{г}^{2/3}/\text{см}^2). \tag{1.34}$$

Даже конструкторы осколочных боеприпасов не всегда до конца понимают, насколько велика роль формы осколков для поражающего действия осколочного боеприпаса. Чтобы проиллюстрировать роль формы осколка, рассмотрим простой пример.

Пример. Имеются два осколка – первый осколок естественного дробления, второй – ГПЭ шаровой формы. Исходные данные: масса осколка в обоих случаях m = 1 г; стальной эквивалент цели, пробитие которого считается поражением $h_{ст}^э$ = 3 мм; начальная скорость осколка V_0 = 1000 м/с; параметр формы осколка естественного дробления $\Phi_{ЕД}$ = 2,8; параметр формы ГПЭ шаровой формы $\Phi_{ГПЭ}$ = 1,31.

Решение. Определим убойные интервалы для каждого из этих осколков. Для стального осколка на уровне земли убойный интервал может быть определен по экспериментальной формуле

$$l_{уб} = 145 \frac{m^{1/3}}{c_x \Phi} \lg \frac{V_0}{V_{уб}},$$

где $l_{уб}$ – убойный интервал, м; m – масса осколка, г; c_x = 1,21 – коэффициент лобового сопротивления осколка, б/р; Ф – параметр формы осколка, б/р; $V_{уб}$ – убойная скорость осколка, м/с.

Убойная скорость осколка при тех же допущениях может быть рассчитана по следующей формуле:

$$V_{уб} = 145 \frac{h_{ст}^э \Phi}{m^{1/3}},$$

где $h_{ст}^э$ – стальной эквивалент цели, мм.

Подставляя в формулы исходные данные, получаем:

- для готового ПЭ сферической формы $V_{уб}$ = 570 м/с; $l_{уб}$ = 22 м;
- для осколка ЕД $V_{уб}$ = 1218 м/с; $l_{уб}$ = 0 м, т.е. этот осколок вообще не поражает цель.

Из этого простого примера видно, насколько велика роль формы осколка. Именно поэтому такое большое внимание уделяется разработке осколочных боеприпасов заданного дробления и с ГПЭ.

1.6. ВИДЫ ПОРАЖАЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ ОСКОЛКОВ

Действие осколков по цели в зависимости от ее типа может быть оценено на основе одной из трех концепций: концепции пробития эквивалентных преград (толщинно-пробивной концепции); критериальной концепции; синтетической концепции, представляющей соединение двух предыдущих.

Толщинно-пробивная концепция основана на замене цели стальной или дюралевой преградой (эквивалентом цели), пробитие которой считается эквивалентным поражению цели. На основе указанного подхода построена формула НИИ «Геодезия» для пары «сталь–сталь».

$$h_{\text{пр}} \approx 2{,}1q \lg(1 + 6{,}5\, V^2), \qquad (1.35)$$

где $h_{\text{пр}}$ [мм], q [г/см^2], V [км/с].

Для оценки действия по живой силе используются неметаллические эквивалентные преграды, в том числе сухая сосновая доска толщиной 1 дюйм (25,4 мм), стандартная пластилиновая мишень НАТО толщиной 180 мм и т.д.

Критериальный подход наиболее целесообразно использовать в тех случаях, когда поражение цели нельзя свести к простому пробитию преграды, например, в случаях физически сложных процессов пробития с последующим зажжением, инициированием, запреградным действием и т.д. Важным преимуществом критериального подхода является возможность построения вероятностных моделей поражения цели, задаваемых, как правило, функциями $p = f(K)$.

В качестве критериев чаще всего применяются критерии *полной кинетической энергии* $W_{\text{кр}} = \dfrac{mV^2}{2}$, *удельной энергии* $E_{\text{уд}} = \dfrac{mV^2}{2 < S >}$, *удельного импульса* $i_{\text{кр}} = \dfrac{mV}{< S >}$.

Основным недостатком критерия полной кинетической энергии является то, что он не учитывает форму осколка.

Критерий удельной энергии примеияется для оценки поражающего действия по всем классам целей, в том числе и легкобронированным. Характерной и не подтверждаемой экспериментом особенностью критерия удельной энергии является предсказываемая им возможность резкого уменьшения массы ПЭ за счет незначительного повышения скорости.

Критерий удельного импульса в этом смысле занимает промежуточное положение между критериями полной и удельной энергии.

Зажигательное действие ПЭ. Зажигательное действие играет особо важную роль при действии осколочных потоков по аэродинамическим целям. Площадь топливных баков на самолетах составляет от 30 до 60 % уязвимой площади цели.

Определяющим параметром при зажигании является удельный импульс осколка. При $i \leq 0{,}16$ кгс·с/см^2 вероятность зажигания равна нулю. При увеличении удельного импульса эта вероятность растет и при $i \geq 2{,}5$ кгс·с/см^2 практически достигает единицы. С увеличением высоты полета самолета-цели из-за понижения давления и температуры окружающей среды и связанного с этим уменьшения парциального давления паров горючего, концентрации смеси, кислорода в смеси и окружающей среде вероятность зажжения топлива уменьшается и на высоте около 16 км становится практическн равной нулю.

Наряду с топливной системой уязвимыми по опасности воспламенения являются метательные пороховые заряды боеприпасов, имеющиеся в составе целей – носителей артиллерийского или реактивного вооружения (САУ, РСЗО, ПТРК и т.д.).

Инициирующее действие ПЭ. При попадании высокоскоростного осколка в боевой заряд ВВ, находящийся в составе цели (авиабомбы на самолете, боевая часть ракеты и т.д.), он может вызвать детонацию ВВ, что приводит к безусловному поражению цели. В ряде случаев подрыв боевой части цели – единственный способ ее надежного поражения. Характерным примером является борьба корабельных средств ПВО с противокорабельными крылатыми ракетами на ближних рубежах перехвата (500...1000 м).

Действие плотиого потока ПЭ. Живучесть воздушных целей высока. Они способны выдерживать большое число прямых попаданий ОФС малого калибра. По данным Вьетнамской кампании среднее необходимое число попаданий 20, 30 и 40-мм ОФС составляло соответственно для тактического истребителя 6, 3, 1, для тяжелого истребителя 18, 6 и 3, для бомбардировщика 30, 10 и 5. Таким образом, пораженне воздушных целей при малой плотности осколочного потока в целом маловероятно. При однокомпонентном представлении воздушной цели ее уязвимая площадь обычно не превышает 1,5 м^2.

Более эффективно действие плотного потока ПЭ – потока, содержащего несколько десятков ПЭ на 1 м^2 поперечного сечения потока, падающих на цель с малой разновременностью. Основной характеристикой плотного потока является его удельная энергия Э.

Для готовых ПЭ $Э = \frac{П m V^2}{2}$, где П – плотность осколочного потока (1/м^2). Условие поражения цели плотным потоком ПЭ $Э \geq Э_{кр}$. Действие плотного потока по целям приводит к следующим основным эффектам: механическому ослаблению или разрушению конструкции планера; аэроудару в закрытых объемах цели; гидроудару в топливных баках. *Аэроударом* называется ударное повышение давления в закрытых объемах фюзеляжа, киля, крыла под действием проникающего потока ПЭ. *Гидроудар* – ударное повышение давления в емкостях с топливом под воздействием проникающего осколочного потока. Гидроудар приводит к вспучиванию и разрушению стенок бака.

1.7. ЗАКОНЫ ПОРАЖЕНИЯ ЦЕЛЕЙ ОСКОЛКАМИ

Вероятность поражения цели осколками определяется взаимным положением точки разрыва ОБП и цели. При этом расчеты можно проводить как в системе координат, связанной с точкой разрыва, так и в системе координат, связанной с целью.

В системе координат, связанной с точкой разрыва, координатный закон G есть вероятность поражения цели, находящейся на поверхности земли в точке с определенными координатами. В рассматриваемом случае естественно принять плоские поляриые координаты r, ξ, т.е. задать $G = G(r, \xi)$. Для однозониого поля координатный закои G по углу постояиен и зависит только от радиуса r.

Вероятность поражения цели P есть вероятность попадания в нее хотя бы одного поражающего осколка.

$$P = 1 - e^{-<n>P_0}, \qquad (1.36)$$

где $<n>$ – математическое ожидание числа осколков, попадающих в полную (среднеракурсную) площадь цели S_0; P_0 – вероятность поражения цели одним осколком.

При средней плотности осколочного поля в динамике $П_д$, очевидно, имеем $<n> = П_д S_0$, следовательно:

$$G = P = 1 - e^{-П_д S_0 P_0}. \qquad (1.37)$$

Произведение $S_0 P_0$, имеющее размерность площади, является уязвимой площадью цели S_y, откуда

$$G = 1 - e^{-\text{п}_д S_y}. \qquad (1.38)$$

Для определеиия динамической плотности поля перестроим статическую диаграмму разлета в динамическую. Осколочное поле принимается однозонным, т.е. располагается внутри одной угловой зоны с постоянной плотностью и скоростью осколков. Вид угловой зоны для неподвижного снаряда (в статике) показан на рис. 1.34, где V_0 – начальная скорость осколков; φ_1 – передний угол поля в статике; φ_2 – задний угол поля в статике; $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$. На практике за угл $\Delta\varphi$ обычно принимают угол разлета 80 % или 90 % осколков.

Если осколок в статике двигался под углом φ к направлению движения снаряда, то в результате учета собственной скорости снаряда V_c, т.е. векторного сложения скоростей V_0, V_c, получаем (рис. 1.35):

$$\gamma = \operatorname{arctg}\frac{V_0 \sin\varphi}{V_c + V_0 \cos\varphi}; \qquad (1.39)$$

$$V_д = \sqrt{V_0^2 + 2V_0 V_c \cos\varphi + V_c^2}, \qquad (1.40)$$

где γ – угол движения осколка в динамике; $V_д$ – результирующая (динамическая) скорость осколка.

Данные соотношения определяют передние и задние динамические углы поля γ_1, γ_2 и соответствующие скорости $V_{д1}$, $V_{д2}$. Динамическая плотность поля $\text{П}_д$ на различных расстояниях от точки подрыва, очевидно, вычисляется по формуле

$$\text{П}_д = \frac{N}{S_{с.п}}, \qquad (1.41)$$

где N – число ПЭ; $S_{с.п}$ – площадь поверхности сферического пояса.

Учитывая, что $S_{с.п}=2\pi rh$, где $h = r(\cos\gamma_1 - \cos\gamma_2)$ (рис. 1.36), получаем $S_{с.п} = 2\pi r^2(\cos\gamma_1 - \cos\gamma_2)$ и, следовательно:

$$\text{П}_д = \frac{N}{2\pi r^2(\cos\gamma_1 - \cos\gamma_2)}. \qquad (1.42)$$

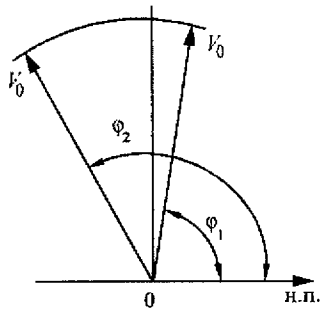


Рис. 1.34. Угловая зона разлета осколков для неподвижного снаряда

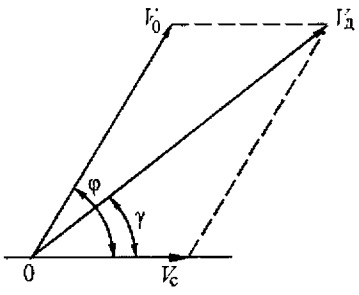


Рис. 1.35. Векторное сложение скоростей разлета осколков и собственной скорости снаряда

Образование поражаемых секторов на местности при наземном разрыве показано на рис. 1.37, 1.38. Осколочное поле исходит из точки, располагающейся в плоскости земли. Границы поражаемых секторов представляют следы сечения двух конических поверхностей плоскостью земли, проходящей через их общую вершину. Угловые границы поражаемого сектора на местности определяются выражениями:

$$\xi_1 = \arccos\frac{\cos\gamma_1}{\cos\theta_c}; \qquad (1.43)$$

$$\xi_2 = \arccos\frac{\cos\gamma_2}{\cos\theta_c}. \qquad (1.44)$$

В схемах расчета с введением убойного интервала $I_{уб}$ поражаемые сектора ограничены дугами окружности с радиусом, равным $I_{уб}$. При малых углах падения снаряда, характерных, например, для стрельбы из танка, углы на местности и динамические углы приблизительно равны друг другу ($\xi_1 \cong \gamma_1$, $\xi_2 \cong \gamma_2$). При угле падения $\theta_c \geq \gamma_1$ передний граничный угол сектора ξ_1 обращается в нуль (передний граничный конус поля целиком располагается под поверхностью земли). Наконец, при угле падения $\theta_c \geq \gamma_2$ поражаемая площадь на поверхности земли обращается в нуль (оба граничных конуса поля располагаются под поверхностью земли; все осколки уходят в землю).

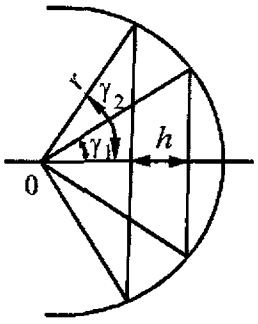


Рис. 1.36. Осколочное поле на сфере в динамнке

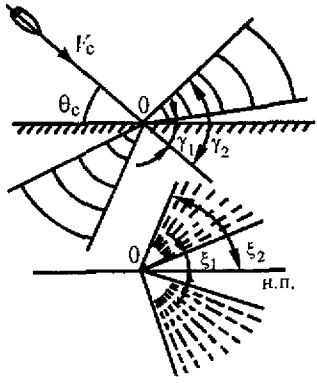


Рис. 1.37. Разлет осколков при встрече снаряда с поверхностью земли

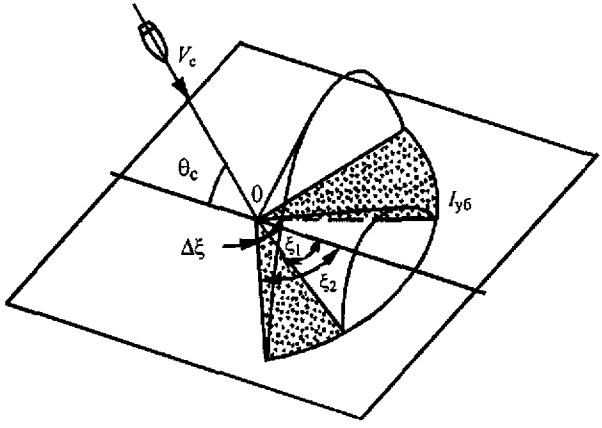


Рис. 1.38. Образованне поражаемых секторов на местностн прн наземном разрыве

Суммируя все вышеизложенное, получаем для фиксированной уязвимой площади цели S_y и осколков постоянной массы координатный закон поражения в секторе $\xi_1 - \xi_2$ в виде

$$\begin{aligned} G &= 1 - e^{-\frac{NS_y}{2\pi r^2(\cos\gamma_1 - \cos\gamma_2)}} && \text{при } r \le I_{уб}, \\ G &= 0 && \text{при } r > I_{уб}. \end{aligned} \qquad (1.45)$$

1.8. ПРИВЕДЕННАЯ ЗОНА ПОРАЖЕНИЯ ЦЕЛИ ОСКОЛОЧНЫМ ДЕЙСТВИЕМ

Площадь приведенной зоны. Площадь приведенной зоны поражения цели есть некоторая условная площадь, при попадании в которую точки разрыва снаряда цель поражается с вероятностью, равной 1, а при попадании за пределы приведенной зоны вероятность равна 0. В общем случае

$$S_{\text{пр}} = \iint_S G dS . \qquad (1.46)$$

Для однозонного поля поражения в полярной системе координат координатный закон по углу ξ постоянен и зависит только от радиуса r, тогда

$$S_{\text{пр}} = 2\Delta\xi \int_0^{\infty} G(r) r dr . \qquad (1.47)$$

Для осколочного боеприпаса с однозонным полем, содержащим N одинаковых ПЭ и при постоянной уязвимой площади цели S_y, получим

$$S_{\text{пр}} = 2\Delta\xi \int_0^{l_{\text{уб}}} \left(1 - \exp\left[-\frac{NS_y}{2\pi r^2(\cos\gamma_1 - \cos\gamma_2)}\right]\right) r dr . \qquad (1.48)$$

Величина $S_{\text{пр}}$ есть характеристика цели, которая зависит от поражающего действия боеприпаса. Можно показать, что максимальная величина эффективности обеспечивается при прицеливании в центр тяжести приведенной зоны. Кроме величины, очень важна конфигурация приведенной зоны поражения.

Конфигурация приведенной зоны поражения на местности (рис. 1.39) при наземном подрыве боеприпаса повторяет конфигурацию поражаемых секторов на местности (рис. 1.38), зеркально отраженную относительно линии, проведенной на местности через точку подрыва боеприпаса перпендикулярно направлению его оси симметрии. Естественно, размеры приведенной зоны значительно меньше, чем размеры поражаемых секторов. При расчетах эффективности принято заменять реальную конфигурацию приведенной зоны прямоугольником, площадь которого равна ее величине, а размеры сторон прямоугольника для обычных артиллерийских бое-

припасов выбираются такими, чтобы более длинная сторона располагалась перпендикулярно направлению подхода боеприпаса к поверхности земли.

Решающую роль при определении эффективности боеприпаса у цели играет степень согласования закона рассеивания и координатного закона поражения. Проблема их согласования становится особенно острой при настильной стрельбе (например, при стрельбе из танковой пушки прямой наводкой), когда эллипс рассеивания сильно вытянут в направлении стрельбы (отношение продольной оси эллипса рассеивания к поперечной 40,..., 50), а осколочное поле располагается в направлениях, перпендикулярных направлению стрельбы (рис. 1.39). В системе координат, связанной с точкой разрыва, эллипс рассеивания и приведенная зона поражения имеют небольшую общую площадь, в которой вероятность поражения цели не равна нулю. Отсюда ясно, что при стрельбе такого типа важна не столько величина приведенной зоны поражения, сколько форма поля поражения и его расположение относительно эллипса рассеивания. Именно это обстоятельство обусловливает высокую эффективность стрельбы снарядов с осевыми потоками осколков, к которым прежде всего относится шрапнель.

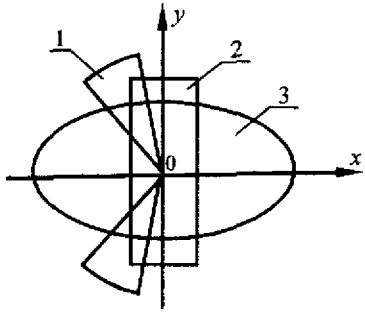


Рис. 1.39. Иллюстрация к проблеме согласования закона рассеивания и координатного закона поражения: *1* – реальная конфигурация приведенной зоны; *2* – представление приведенной зоны в виде прямоугольника; *3* – эллипс рассеивания

1.9. МЕТОДЫ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ОСКОЛОЧНЫХ БОЕПРИПАСОВ

Методика МГТУ им. Баумана «Ливень». Рассмотрим простую методику оптимизации ОБП «Ливень», предложенную в МГТУ им. Баумана. Для оптимизации параметров ОБП заданного дробления (или с ГПЭ) при наземном подрыве по критерию максимума приведенной площади осколочного поражения $S_{пр}$ приняты следующие допущения:

1) разрыв снаряда наземный;

2) размеры снаряда пренебрежимо малы по сравнению с размерами осколочного поля;

3) фугасным действием ОБП пренебрегаем;

4) ОБП можно заменить эквивалентной цилиндрической оболочкой с зарядом ВВ (рис. 1.40) при равенстве полной массы Q, массы заряда C и диаметра d_0 для ОБП и эквивалентного цилиндра.

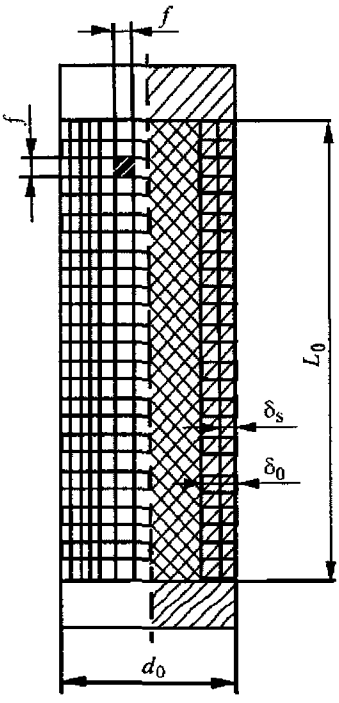


Рис. 1.40. Эквивалентная цилиндрическая оболочка с зарядом ВВ

5) осколочная оболочка изготовлена многослойной в общем случае укладкой квадратных в плане ГПЭ;

6) осколочное поле можно рассматривать как однозонное с небольшим углом разлета ($\Delta\varphi \le 40°$) и постоянной скоростью ПЭ внутри угла разлета;

7) цель однокомпонентная, характеризуется постоянной уязвимой площадью S_y и стальным эквивалентом $h_{ст}^{э}$.

Для эквивалентного цилиндра баланс масс

$$Q = M + C + M_д,$$

где M – дробящаяся масса металла; C – масса ВВ; $M_д$ – масса доньев. В массу доньев включается масса всех частей ОБП, не используемых для полезного осколкообразования (масса дна ОФС и его придонной толстостенной части, масса взрывателя, масса стабилизатора для ОФС к гладкоствольным системам и т.д.).

Введем безразмерные параметры:

$$\alpha = \frac{C}{Q}; \qquad \mu_д = \frac{M_д}{Q}; \qquad \xi = \frac{C}{M + C}.$$

Условие заданного стабильного дробления $f \ge \delta_s$, откуда число слоев n_s и толщина слоя δ_s

$$n_s = E\left(\frac{\delta_0}{\sqrt[3]{Y}} + 1\right); \qquad \delta_s = \frac{\delta_0}{n_s}.$$

Функция E означает взятие целочисленной части аргумента.

Число ПЭ при известной массе M равно

$$N = \frac{M\eta_\mu}{m},$$

где η_μ – коэффициент выхода массы дробящегося металла в заданные ПЭ. Физический смысл параметров $\mu_д$ и η_μ различеи. Отиосительная масса доньев $\mu_д$ является характеристикой конструкции снаряда, выход массы в осколки η_μ – физико-механической характеристикой способа заданного дробления, свойств металла и ВВ.

Используя также введенные ранее соотношения для характеристик формы осколка <S>, Ф, A, запишем 10 уравнений, определяющих конструктивно-геометрические параметры оболочки и ПЭ.

1. Местный коэффициент наполнения

$$\xi = \frac{\alpha}{1-\mu_д}.$$

2. Толщиина стенки

$$\delta_0 = \frac{d_0}{2}\left(1 - \sqrt{\frac{\alpha\gamma_0}{\alpha\gamma_0 + (1-\alpha-\mu_\partial)\rho_0}}\right).$$

3. Объем ПЭ

$$Y = \frac{m}{\gamma_0}.$$

4. Число слоев

$$n_s = E\left(\frac{\delta_0}{\sqrt[3]{Y}} + 1\right).$$

5. Толщина слоя

$$\delta_s = \frac{\delta_0}{n_s}.$$

6. Сторона квадрата

$$f = \sqrt{\frac{Y}{\delta_s}}.$$

7. Мидель ПЭ

$$< S >= \frac{1}{2}\left(f^2 + 2f\delta_s\right).$$

8. Параметр формы

$$\Phi = \frac{< S >}{Y^{\frac{2}{3}}}.$$

9. Баллистический коэффициент ПЭ

$$A = \frac{\rho_в < S > c_x}{2m}.$$

10. Число ПЭ

$$N = \frac{Q\left(1 - \alpha - \mu_д\right)}{m}\eta_\mu.$$

Используя для однозонного поля введенные ранее соотношения, представим их в виде следующей подсистемы 13 уравнений, связывающих кинематические и геометрические характеристики осколочного поля.

1. Начальная скорость ПЭ

$$V_0 = \varphi_0 \frac{D}{2}\sqrt{\frac{\xi}{2-\xi}}.$$

2. Передний динамический угол осколочного поля

$$\gamma_1 = \operatorname{arctg}\frac{V_0 \sin\varphi_1}{V_c + V_0\cos\varphi_1}.$$

3. Задний динамический угол осколочного поля

$$\gamma_2 = \operatorname{arctg}\frac{V_0 \sin\varphi_2}{V_c + V_0\cos\varphi_2}.$$

4. Результирующая скорость на переднем крае поля

$$V_{д1} = \sqrt{V_c^2 + 2V_cV_0\cos\varphi_1 + V_0^2}.$$

5. Результирующая скорость на заднем крае поля

$$V_{д2} = \sqrt{V_c^2 + 2V_cV_0\cos\varphi_2 + V_0^2}.$$

6. Средняя результирующая скорость поля

$$V_{\text{д}} = \frac{1}{2}\left(V_{\text{д1}} + V_{\text{д2}}\right).$$

7. Убойная скорость осколка (для стального осколка на уровне земли)

$$V_{\text{уб}} = \frac{145 h_{\text{ст}}^{3} \Phi}{m^{\frac{1}{3}}},$$

где $V_{\text{уб}}$ [м/с]; $h_{\text{ст}}^{3}$ [мм]; m [г].

8. Убойный интервал осколка

$$I_{\text{уб}} = \frac{1}{A} \ln \frac{V_{\text{д}}}{V_{\text{уб}}}.$$

9. Динамическая плотность поля

$$\Pi_{\text{д}} = \frac{N}{2\pi r^{2}\left(\cos\gamma_1 - \cos\gamma_2\right)}.$$

10. Передний угол поражаемого сектора на местности

$$\xi_1 = \arccos\frac{\cos\gamma_1}{\cos\theta_c}.$$

11. Задний угол поражаемого сектора на местностн

$$\xi_2 = \arccos\frac{\cos\gamma_2}{\cos\theta_c}.$$

12. Угол при вершине поражаемого сектора

$$\Delta\xi = \xi_2 - \xi_1.$$

13. Приведенная зона осколочного поражения

$$S_{\text{пр}} = 2\Delta\xi \int_{0}^{I_{\text{уб}}} \left[1 - \exp - \left(\frac{NS_y}{2\pi r^{2}\left(\cos\gamma_1 - \cos\gamma_2\right)}\right)\right] r dr.$$

Приведенные уравнения составляют систему 23 уравнений, содержащих 25 связанных переменных величин: α, ξ, V_0, γ_1, γ_2, $V_{д1}$, $V_{д2}$, $V_д$, ξ_1, ξ_2, $\Delta\xi$, δ_0, m, Y, n_s, δ_s, f, $\langle S \rangle$, Φ, $V_{уб}$, A, $I_{уб}$, N, $П_д$, $S_{пр}$ и 15 констант: Q, d_0, D, ρ_0, γ_0, φ_0, φ_1, φ_2, $\mu_д$, c_x, η_μ, $h_{ст}^э$, S_y, V_c, θ_c. Исключив из системы 22 уравнения и 22 неизвестных, получим одно уравнение, связывающее три переменные:

$$S_{пр} = a(\alpha, m).$$

Таким образом, задача оптимизации сводится к нахождению максимума функции двух переменных. Экстремум целевой функции $S_{пр}$ находят численными методами, например, методом наискорейшего спуска, методом случайного поиска и т.д. Область изменения аргументов зависит от типа боеприпаса и цели. Для ОФС среднего калибра можно принимать за предварительную оценку $\alpha_{опт} = 0{,}1 - 0{,}3$, $m_{опт} \cong 0{,}25\,(h_{ст}^э)^2$, где m [г], $h_{ст}^э$ [мм].

Нужно также учитывать ограничение на длину снаряда по гироскопической устойчивости, если снаряд стабилизируется вращением

$$L_0 = \frac{d_0}{\pi} \cdot \frac{Q(1-\mu_o)}{(d_0 - 2\delta_0)^2 \rho_0 + \left[d_0^2 - (d_0 - 2\delta_0)^2\right]\gamma_0}.$$

При уменьшении толщины стенки корпуса может быть также нарушено условие прочности при выстреле.

Оптимизация БЧ НАР С-13ОФ для поражения легкобронированной техники. Несмотря на простоту изложенной методики, она реально была использована для оптимизации параметров осколочно-фугасной боевой части неуправляемой авиационной ракеты С-13ОФ при оценке возможности эффективного поражения легкобронированных целей типа бронетранспортера.

Вариант оптимизации боевой части для поражения легкобронированной техники приведен на рис. 1.41. Этот расчет выполнен по программе ОПТИМ, разработанной в НГТУ. Для оптимизации в данном случае используется метод случайного поиска экстремума. На рисунке показаны траектория поиска, положение точки экстремума и даны числовые значения оптимального коэффициента наполнения оболочки ВВ и оптимальной массы осколка.

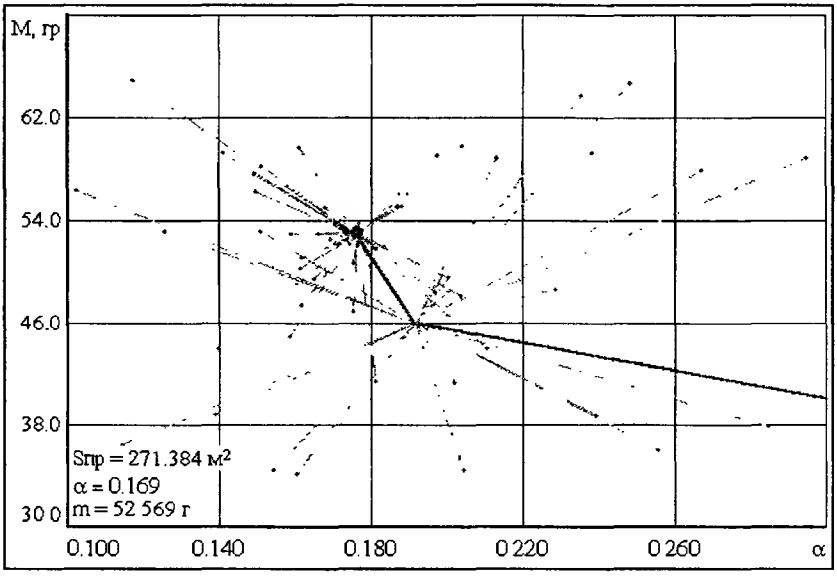


Рис. 1.41. Результаты оптимизации ОБЧ НАР С-13ОФ для поражения легкобронированной техники

На рис. 1.42 показаны результаты поражающего действия тяжелых осколков по бронеплите толщиной 15 мм, на рис. 1.43 дана фотография бронетранспортера после его обстрела НАР С-13ОФ. В табл. 1.11 приведены основные тактико-технические характеристики НАР С-13ОФ.

Рис. 1.42 Результаты действия тяжелых осколков по бронеплите

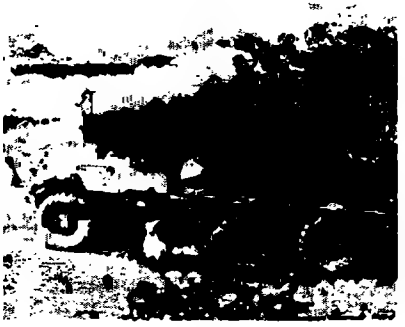


Рис. 1.43. Бронетранспортер после обстрела НАР С-13ОФ

Таблица 1.11

Основные тактико-технические характеристики НАР С-13ОФ

Калибр, мм	Длина, мм	Масса ракеты, кг	Масса боевой части, кг	Масса ВВ, кг	Количество осколков, шт.	Дальность пуска, м	Собственная скорость ракеты, м/с
122	2898	69	33	7	450 массой по 25...35 г	1600...3000	530

1.10. ХАРАКТЕРИСТИКИ УЯЗВИМОСТИ ОБЪЕКТОВ ПО ОТНОШЕНИЮ К ОСКОЛОЧНОМУ ДЕЙСТВИЮ, ОПРЕДЕЛЕНИЕ БЕЗОПАСНЫХ РАССТОЯНИЙ

Методики оценки эффективности. Ранее было установлено, что для осколочных средств поражения и боеприпасов исчерпывающей характеристикой их поражающего действия по целям является координатный закон поражения.

В предыдущих разделах на примере осколочного боеприпаса заданного дробления с однозонным осколочным полем при наземном подрыве при действии по малоразмерным целям было показано, как может быть получен координатный закон поражения и оценена величина приведенной зоны поражения цели. Из этого примера видно, что для оценки эффективности необходимо знать характеристики уязвимости целей.

Характеристики уязвимости одной и той же цели могут отличаться в зависимости от требуемого типа поражения A, B или C.

В настоящее время используется несколько уровней методик оценки эффективности поражающего действия в зависимости от типа цели, типа и калибра боеприпаса, требуемой точности расчета и формы представления характеристик уязвимости целей.

1. Полная статистическая модель оценки эффективности действия БП по цели с подробно определенными характеристиками является основой методики высшего уровня. Характеристики, определяющие уязвимость цели по отношению к действию ПЭ, включают перечень уязвимых агрегатов, материал и толщину эквивалентных преград, зарядов ВВ, РДТТ и топливных баков, коэффициент заполнения агрегата уязвимыми элементами, тип ущерба, наносимый цели, и гипотезы поражения. Задается описание геометрии цели и толщины бронирования в целевой системе коорди-

нат плоскими четырехугольниками с заданными координатами вершин, толщиной и материалом, соответствующими физическим характеристикам брони. Внутреннее оборудование и экипаж отображаются в целевой системе координат элементарными параллелепипедами и находятся в определенной связи, отражающей функциональную схему уязвимости цели по данному типу поражения.

2. Методика первого уровня, являющаяся базовой для оценки эффективности ОФБП при действии по легкоуязвимым наземным целям, основана на упрощенном представлении цели в виде пространственной совокупности независимых или функционально связанных агрегатов. Модель целей ЛУТ, не имеющих броневой защиты, аналогична модели внутренних элементов ЛБТ. Учет реального расположения и взаимного экранирования агрегатов особенно важен для оценки эффективности ОФБП малого калибра, в том числе кассетных боевых элементов, максимальный радиус поражения которых часто соизмерим с размерами цели. Уязвимость ЖС оценивается по поражению одиночного солдата.

3. Методика экспресс-оценки соответствует представлению цели в виде обобщенного параллелепипеда и используется для задач оптимизации, предварительного анализа и оценки действия ОФБП средних и крупных калибров с осесимметричным широкоугольным полем разлета ПЭ при действии по легкоуязвимым целям. Размеры обобщенного параллелепипеда выбираются из условия максимального приближения к геометрическим размерам цели, в пределах которой размещаются ее уязвимые агрегаты, причем их уязвимые площади равномерно распределены («размазаны») по соответствующим граням параллелепипеда.

При определении эффективности в методиках высшего и первого уровней характеристики осколочного поля задаются в форме дифференциального закона распределения по элементарным зонам угла разлета. В каждой элементарной угловой зоне задаются: число фракций и число осколков в каждой массовой фракции; средняя масса осколка и параметр формы среднего осколка каждой фракции; средняя начальная скорость осколков, одинаковая для всех фракций.

В методике экспресс-оценки наряду с дифференциальным законом распределения допускается использование интегрального закона с единым законом дробления корпуса на осколки во всем угле разлета. Число и размеры угловых зон выбираются в зависимости от конкретных особенностей БП и уровня используемой ме-

тодики. Числовые значения исходных характеристик осколочности определяются по действующим стандартам.

Характеристики уязвимости целей к осколочному действию. Критические значения удельной энергии ($E_{уд}$) ПЭ, необходимой для поражеиия уязвимой площади различных целей ($S_у$), используемых для оценки эффективности действия поля ПЭ, представлены в табл. 1.12.

Таблица 1.12

Характеристика уязвимости

Параметры	ОЖС			ЖСБ			ЛУТ	ВФС	ЛБТ
	лежа	сидя	стоя	лежа	сидя	стоя			
Уязвимая площадь цели, $S_у$, м^2	0,23	0,35	0,5	0,23	0,35	0,5	1,8	1,8	1,8
Удельная энергия поражения $E_{уд}$, МДж/м^2	1,0	1,0	1,0	7,4	7,4	7,4	13,2	23,5	33,3

В табл. 1.12: ОЖС – открыто расположенная живая сила; ЖСБ – живая сила в бронежилетах; ЛУТ – легкоуязвимая техника; ВФС – войсковые фортификационные сооружения (со стальным эквивалентом 8...10 мм); ЛБТ – легкобронированная техника (с толщиной брони примерно 16 мм).

В табл. 1.13 приведены критические значения удельного импульса для поражения живой силы, легкоуязвимой и легкобронированной техники.

Таблица 1.13

Средние критические значения удельного импульса $i_{кр}$, кПа·с

Незащищенная живая сила	5
Небронироваиная техиика	30 – 100
Легкобронированная техника	100 – 500

В табл. 1.14 приведены значения стальных эквивалентов этих же целей.

Таблица 1.14

Стальные эквиваленты целей, мм

Незащищенная живая сила	1
Небронированная техника	5
Легкоброиированная техника	15

В целях единого подхода к оценке эффективности поражающего действия БП разрабатываются системы исходных данных (СИД), обязательные к применению на всех этапах отработки БП. Единство подхода обеспечивается едиными исходными данными по характеристикам уязвимости типовых элементарных целей по отношению к поражающему действию БП, едиными методиками вычисления показателей эффективности, а также единым перечнем исходных характеристик БП.

Определение безопасных расстояний. При расчетах баллистического коэффициента и поражающего действия осколков по целям нами были приняты допущения об усреднении миделева сечения осколка S и о постоянстве коэффициента лобового сопротивления c_x (см. раздел 1.5). Эти допущения неприемлемы при определении безопасных по осколочному действию расстояний от места подрыва боеприпаса, например, при расчете безопасности хранилищ, безопасности самолетов-носителей авиабомб при бомбометании с малых высот и т.п. Реальная площадь миделя (проекции площади сечения осколка на направление его полета) в полете является величиной переменной, колеблющейся в пределах $S_{\min}\ldots S_{\max}$. При оценке безопасных расстояний для получения гарантированного результата целесообразно считать миделево сечение осколка равным его минимальному значению $S_{\min}$.

Допущение о постоянстве коэффициента лобового сопротивления c_x также неприемлемо для точных оценок. При точных расчетах необходимо учитывать зависимость коэффициента c_x осколка от его скорости V (или от числа Маха $M = V/c_0$, где c_0 – скорость звука в воздухе). В дозвуковой области ($M < 1$) коэффициент c_x примерно постоянен и равен 0,5. В области $M \approx 1$, вследствие смены режимов обтекания и возникновения присоединенной (баллистической) ударной волны, сопротивление воздуха резко возрастает. Зависимость $c_x = f(V)$ может быть аппроксимирована следующими соотношениями:

$$c_x = \begin{cases} 0{,}5 & \text{при } V \le 150 \text{ м/с}, \\ \left(1{,}49 + 0{,}51\sin\left(860^\circ - 350^\circ \lg V\right)\right)^{-1} & \text{при } 150 < V \le 550 \text{ м/с}, \\ 0{,}855\left(1 + \dfrac{50}{V}\right) & \text{при } V > 550 \text{ м/с}. \end{cases}$$

1.11. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Прокомментируйте различные классификации осколочных боеприпасов.
2. Перечислите основные методы повышения дальности стрельбы ОФС.
3. Зачем в осколочных боеприпасах используются методы заданного дробления оболочек на осколки и готовые поражающие элементы?
4. Что представляют собой стержневые боевые части и для поражения каких целей они используются?
5. Перечислите основные стадии процесса разрушения цилиндрической оболочки на осколки.
6. Рассчитайте скорость разлета осколков стандартного макета № 12, снаряженного флегматизированным октогеном.
7. Рассчитайте угол наклона образующей оболочки при скорости детонации D = 8000 м/с и начальной скорости оболочки V_0 = 1200 м/с.
8. Перечислите типы разрушения, реализующиеся при дроблении оболочек на осколки.
9. Как влияет смещение точки инициирования детонации в заряде ВВ на характер разрушения сферических осколочных оболочек?
10. В чем суть основной теоремы теории размерностей?
11. Какие размерности являются независимыми?
12. Перечислите основные факторы, влияющие на степень фрагментации оболочек со стороны металла.
13. Что такое масштабный эффект при фрагментации?
14. Зачем нужны стандартные осколочные цилиндры?
15. Какие размеры являются одинаковыми для основных стандартных цилиндров?
16. Прокомментируйте классификационную диаграмму на рис. 1.23.
17. Перечислите основные группы и марки осколочных сталей.
18. Укажите на особенности фрагментации марганцовистых аустенитных сталей; когда может быть целесообразно их применение?
19. Как задается закон разлета осколков?
20. Назовите три основных класса осколочных полей.
21. Как экспериментально определяются характеристики осколочных полей?

22. Что такое закон дробления оболочки на осколки и как экспериментально он определяется?

23. В каких координатах строятся нормированные гистограммы осколочных спектров и почему?

24. Перечислите основные способы полурегулярного и регулярного дробления оболочек на осколки и их достоинства и недостатки.

25. Дайте характеристику законов распределения осколков по массе.

26. Что такое медиана, мода и математическое ожидание массы осколка спектра?

27. Какие вы знаете аналитические представления законов распределения осколков по массе?

28. Перечислите основные характеристики формы осколка.

29. Что такое баллистический коэффициент, его размерность и физический смысл?

30. Определите убойный интервал осколка массой 100 г, летящего со скоростью 1700 м/с, при поражении цели со стальным эквивалентом 15 мм.

31. Перечислите три концепции поражения целей осколками. Какая, по вашему мнению, наиболее правильно отражает действительность?

32. Перечислите основные виды поражающего действия осколков по различным целям.

33. Прокомментируйте влияиие конфигурации приведенной зоны поражения на эффективность.

34. Перечислите основные допущения, принятые в методике оптимизации «Ливень».

35. Какие изменения иеобходимо внести в методику «Ливень», чтобы она могла быть использована при оптимизации боеприпасов с большими углами разлета осколков?

36. Дайте краткую характеристику методик различных уровней для оценки эффективности осколочного действия.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 1

1. *Райнхарт Дж., Пирсон Дж.* Деформация и разрушение толстостенных стальных цилиндров при взрывной нагрузке // Механика, 1958. – № 3 (19).

2. *Taylor G.I.* The fragmentation of tubular bombs // Scientific Papers of G.I. Tailor. – Vol. III. – № 44, Cambrige Univ. Press, 1963. – P. 387-390.

3. *Hoggatt C.R, Recht R.F.* Fracture behavior of tubular bombs // J. Appl. Phys.– 1968. – Vol. 39. – № 3, – P.1856 -1862.

4. *Одинцов В.А.* Механика импульсного разрушения цилиндров // Вопросы физики взрыва и удара: Сб. статей МВТУ. – 1980. – Вып. 1. – С. 22-70.

5. *Колобанова А.Е., Селиванов В.В.* Основы динамики разрушения оболочек. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1996. – 98 с.

6. *Balagansky I.A., Karanik Yu.A., Agureikin V.A.* et al. Fracture Behavior of Explosively Loaded Spherical Molded Steel Shells // J. of Theoretical and Applied Fracture Mechanics. – 2001. – 36/2. – P. 165 -173.

7. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерностей в механике. – М.: Наука, 1987. – 432 с.

8. *Одинцов В.А.* Статистические распределения при фрагментации: Учеб. пособие. – М.: Изд-во МГТУ, 1990. – 56 с.

9. *Одинцов В.А.* Моделирование процессов фрагментации с помощью унифицированных макетов: Метод. указания. – М.: Изд-во МГТУ, 1991. – 58 с.

10. *Гуляев А.П.* Металловедение. – М.: Металлургия, 1986. – 544 с.

11. *Волынова Т.Ф.* Высокомарганцовистые стали и сплавы. – М.: Металлургия, 1988. – 343 с.

12. *Мержиевский Л.А., Балаганский И.А., Батаев А.А.* и др. Разрушение оболочек взрывом с точки зрения статистической прочности материалов // III Харитоновские тематические научные чтения: Сб. тезисов докладов. – Саров, 2001. – С. 274.

13. *Миропольский Ф.П.* и др. Авиационные боеприпасы и их исследование. – М.: ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 1996. – 527 с.

14. *Физика взрыва* / Под ред. Л.П. Орленко. В 2 т. – М.: Физматлит, 2002.

15. *Одинцов В.А.* Конструкции осколочных боеприпасов: Учеб. пособие. Ч.1, 2. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002.

16. *Оружие России*: Справочник. – М.: Воениый парад, 2000.

ГЛАВА 2

СРЕДСТВА ПОРАЖЕНИЯ И БОЕПРИПАСЫ КУМУЛЯТИВНОГО ДЕЙСТВИЯ

2.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Средства поражения и боеприпасы кумулятивного действия предназначены для поражения бронированных и легкобронированных целей, таких как танки, самоходные артиллерийские установки, боевые машины пехоты и бронетранспортеры. Действие кумулятивных боеприпасов по броне основано на использовании явления кумуляции. Кумуляция, т.е. концентрация в малом объеме силы, энергии или другой физической величины, представляет собой важнейшее явление природы. Это явление используется как в технике, так и в повседневной жизни даже без осознания специфики всех закономерностей и предельных возможностей. Применительно к кумулятивным боеприпасам явление кумуляции заключается в сосредоточении энергии взрыва в заданном направлении, что приводит к значительному локальному увеличению разрушительного действия. Поражение целей осуществляется кумулятивной струей, которая формируется при обжатии кумулятивной облицовки взрывом заряда ВВ.

Кумулятивные боеприпасы широко применялись во время второй мировой войны. За прошедшие годы их конструкции претерпели значительные изменения. Современные кумулятивные боеприпасы способны пробивать гомогенную броню толщиной свыше 1000 мм. В настоящее время на вооружении всех армий имеются кумулятивные боеприпасы, обладающие высокой эффективностью. Это, прежде всего, артиллерийские снаряды, инженерные противотанковые мины, ручные противотанковые гранаты, противотанковые управляемые реактивные снаряды и т.д.

Кумулятивные артиллерийские снаряды. В настоящее время для стрельбы кумулятивными артиллерийскими снарадамн используются почти исключительно гладкоствольные орудия, потому что вращение снарядов при стрельбе из нарезных систем приводит к резкому снижению кумулятивного действия. Рассмотрим некоторые конструкции кумулятивных артиллерийских снарадов. На рис. 2.1 приведено устройство кумулятивных оперенных снарядов БК3М калибра 100 мм и БК14М калибра 125 мм к гладкоствольным артиллерийским орудиям. Лопасти стабилизатора в условиях обращения находятся в закрытом положении н раскрываются после выстрела.

Для кумулятивных снарядов применяются головные взрыватели мгновенного действия с изоляцией капсюля-детонатора от детонатора ГКН и ГПВ-2 илн головодонные взрывательные устройства В15.

При встрече кумулятнвного снаряда с целью срабатывает взрыватель, импульс от взрыва детонатора взрывателя передается капсюлю-детонатору снаряда, расположенному в нижней части разрывного заряда у вершины кумулятивной облнцовки. Взрыв капсюля-детонатора вызывает детонацию промежуточного детонатора и разрывного заряда. При прохождении детонационного фронта вдоль кумулятивной выемки на металлическую облицовку действуют давления в несколько сотен тысяч атмосфер, что приводит к обжатию облнцовки на ось симметрии снаряда и образованию кумулятивной струи, движущейся со скоростью 7...8 км/с и обладающей высоким поражающнм действием по бронированным целям.

Инженерные кумулятивные мины. Эффективным средством поражения танков со стороны днища или борта являются протнводнищевые н противобортовые кумулятивные мины. Броня со стороны днища и борта значительно тоньше, чем в передней части танка, поэтому бронепробивное действие кумулятивных мин может быть меньше, чем у артиллерийских снарядов, но при этом важно иметь высокое поражающее действие в заброневом пространстве танка. В таких случаях прнменяют боепрнпасы с кумулятивным зарядом неклассической схемы. Угол при вершине кумулятивной облнцовки у таких зарадов значительно больше, чем обычно. Вместо традиционной кумулятивной струи такой заряд формирует более массивный поражающий элемент, летящнй с высокой скоростью и обладающнй высоким поражающим действием.

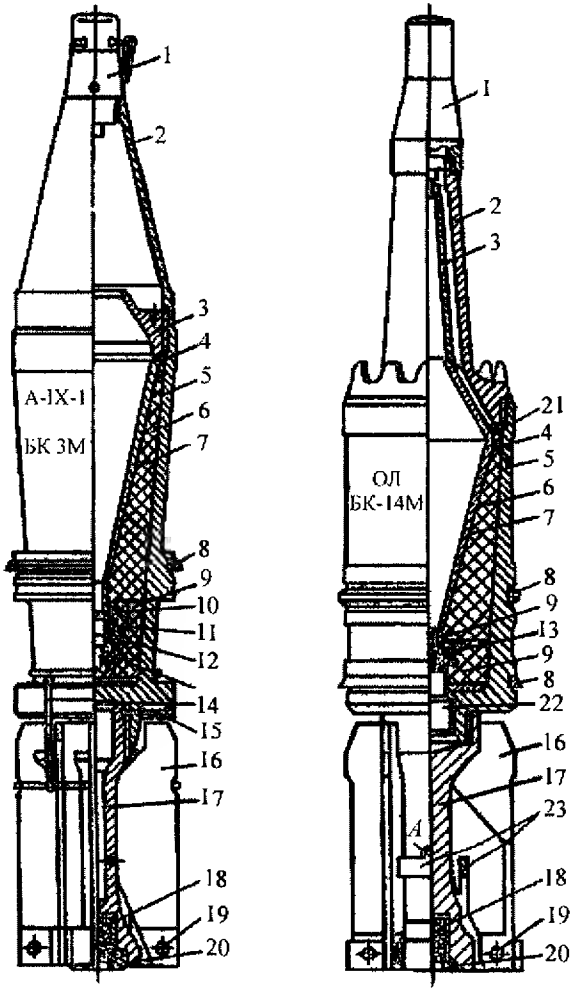


Рис. 2.1. Кумулятивные оперенные снаряды к гладкоствольным орудиям:

1 – взрыватель ГПВ-2 (БК3М) или пьезогенератор взрывательного устройства В15 (БК14М); *2* – головка; 3 – предохранитель (БК3) или контактный конус (БК14); *4* – прокладка; *5* – корпус; *6* – шашки ВВ; *7* – кумулятивная облицовка; *8* – обтюрирующий поясок; *9* – шашки ВВ; *10* – прокладка; *11* – пластмассовая втулка; *12* – донный капсюль-детонатор К-1-Т; *13* – пластмассовый вкладыш; *14* – проволочный фиксатор; *15* – шпилька; *16* – лопасть стабилизатора; *17* – корпус стабилизатора; *18* – трассер; *19* – ось лопасти; *20* – гайка трассера; *21* – манжета; *22* – ПДМ ВУ В15; *23* – кольцо стабилизатора с лапками *А*

Противоднищевая кумулятивная мина М21 американского производства (рис. 2.2) имеет мощный кумулятивный заряд и штыревой взрыватель с вскрышным зарядом, расположенным соосно с кумулятивной облицовкой. При наезде танка на штырь срабатывает ударный механизм взрывателя, в результате чего воспламеняется порох вскрышного заряда и пиротехнический замедлитель детонатора мины. Давлением пороховых газов крышка вместе со взрывателем и маскировочным слоем грунта к моменту взрыва мины отбрасывается от кумулятивной выемки, что обеспечивает нормальные условия для формирования и действия по днищу танка массивного компактного поражающего элемента. Развитие противоднищевых мин идет по пути значительного повышения их тактико-технических характеристик за счет использования неконтактных взрывателей и разработки кумулятивных зарядов, специально предназначенных для поражения танка со стороны днища и отличающихся повышенным забронебым действием. К их числу относятся французская мина HPD и шведская FFV-028. Обе мины снабжены кумулятивными зарядами с массой ВВ 1,85 и 3,5 кг соответственно, обеспечивающими при пробитии днища занесение в забронебое пространство танка нескольких сотен осколков с большой кинетической энергией.

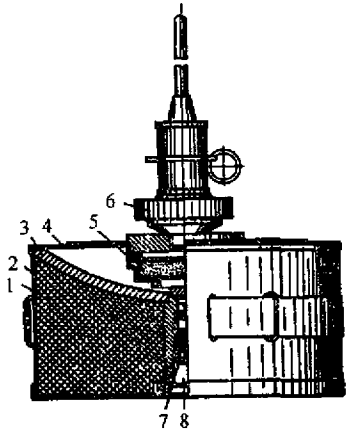


Рис. 2.2. Противотанковая кумулятивная мина М21:
1 – заряд ВВ; *2* – корпус; *3* – кумулятивная облицовка; *4* – крышка; *5* – пороховой вскрышной заряд; *6* – штыревой взрыватель; *7* – пиротехнический замедлитель; *8* – детонатор мины

На рис. 2.3 приведена конструктивная схема противобортовой стационарной мины. На рис. 2.4 дана схема установки и действия этой мины. Мина представляет собой корпус, заполненный ВВ с металлической облицовкой и установленный с помощью приспособлений на грунте. Приспособления для установки обеспечивают возможность прицеливания мины в необходимом направлении. Заряд ВВ снабжен инициирующим узлом, к которому присоединяется выход взрывательного устройства. На рис. 2.4 показан для примера неконтактный вариант взрывательного устройства, закрепленного на корпусе мины. Сигнал на подрыв мины выдается при

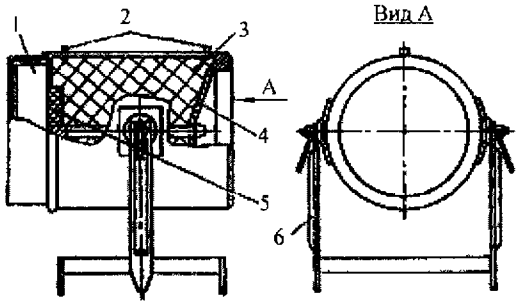


Рис. 2.3. Конструктивная схема противобортовой стационарной мины:
1 – взрывательное устройство; *2* – прицел; 3 – заряд ВВ; *4* – металлическая облицовка; *5* – детонатор; *6* – опоры

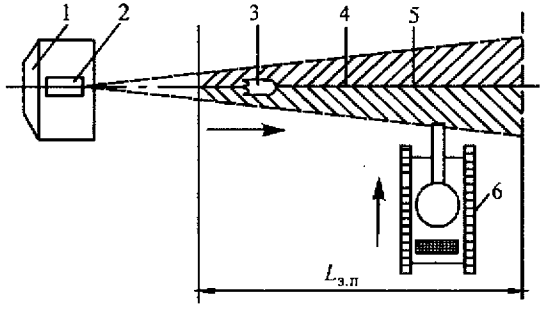


Рис. 2.4. Схема установки и действия протнвобортовой стационарной мины:
1 – мина; *2* – прицел: *3* – поражающий элемент; *4* – зона срабатывания взрывательного устройства; *5* – направление полета поражающего элемента; 6 – объект поражения; $L_{зп}$ – длина зоны поражения

попадании движущейся цели в зону срабатывания взрывательного устройства. К преимуществам таких мин можно отнести конструктивную простоту и небольшую стоимость. Высокая скорость метания поражающего элемента (около 2000 м/с) и практическое отсутствие нерабочей зоны вблизи заряда позволяют добиться повышенной эффективности действия мины на дальностях до 50 м по малоразмерным и скоростным целям. Характер действия поражающего элемента по броне, по сравнению с классическими кумулятивными зарядами, отличается пробитием отверстия значительного диаметра (до 0,7 от диаметра заряда) с образованием массивных тыльных осколков, что обеспечивает высокую эффективность поражения цели.

2.2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ

Явление кумуляции. Проиллюстрируем это явление простым опытом. В стеклянную или металлическую пробирку наливается вода, и с небольшой высоты (10...20 см) пробирка из вертикального положения падает на стол (рис. 2.5). Сразу после падения из пробирки вверх выбивается тонкая струя воды высотой свыше метра. Эффекты такого рода называются кумулятивными.

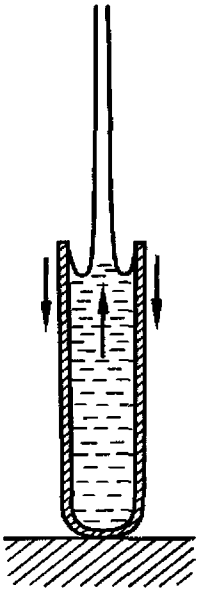


Рис. 2.5. Опыт Г.И. Покровского

Большой интерес для практики представляет сферическая кумуляция. В простейшем случае может быть рассмотрена задача схлопывания полусферической выемки в тяжелой жидкости. В природе это явление можно наблюдать во время дождя на реке, когда на поверхности воды навстречу каплям дождя образуются водяные струи в виде «гвоздиков».

При определенных условиях в результате подводного взрыва наблюдается интересное явление, которое получило название «султан» – над свободной поверхностью на большую высоту в виде узкого конуса выбрасывается вода. Отмечено, что оно характерно для жидкой среды и не наблюдается при подземных взрывах.

Проблема цунами также имеет прямое отношение к явлению кумуляции. Волны цунами возникают от внезапных перемещений обширных участков дна океана во время подводных землетрясений. Они, как правило, составляют группу из 2-3 волн, которые в открытом океане являются очень длинными (длина 100 км) и пологими (высота 1 м), поэтому не опасны. Но при подходе к берегу с уменьшением глубины их высота возрастает и может достигать 30 м. Проникая в глубь прибрежной территории, они вызывают разрушения и человеческие жертвы.

Кумулятивные процессы уникальны: вопреки большинству природных явлений, ведущих к сглаживанию неоднородностей в распределении физических параметров, кумуляция из-за присущей ей способности концентрировать энергию больших масс и объемов вещества в малых приводит к увеличению плотности энергии во времени и пространстве.

Особый интерес с точки зрения ряда приложений, в первую очередь для получения экстремальных состояний материалов, представляет явление неограниченной кумуляции энергии в сходящихся детонационных волнах, большой вклад в исследование которого внес Е.И. Забабахин. В случае сходящихся волн мы сталкиваемся со следующей картиной: при распространении ударной или детонационной волны уменьшается ее поверхность и соответственно растут ее удельная энергия и давление на фронте. В центре схождения существует особая точка, где, если бы отсутствовали неупругие эффекты, давление могло стать бесконечно большим. Вообще говоря, получить экспериментально строго цилиндрические или сферические сходящиеся волны достаточно трудно из-за необходимости одновременного инициирования детонации строго по цилиндрической или по сферической поверхности, а также из-за неустойчивости процесса на поздних стадиях.

В практике это явление используют в основном в атомных бомбах для сжатия шара из урана 235 или плутония 239 с целью перевода его в сверхкритическое состояние для инициирования ядерной реакции.

В качестве примера реализации установки для создания сверхвысоких давлений при неограниченной кумуляции приводим здесь (рис. 2.6) схему уникального полусферического устройства – так называемый «мягкий» заряд, разработанный во Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики. Заряд ВВ полусферической формы одновременно инициируется по наружной поверхности. Продукты взрыва сферически сходящейся детонационной волны, «мягко» разгоняют стальной полусферический ударник-оболочку, скорость которого при схождении к центру (при уменьшении радиуса) непрерывно возрастает. В существующих системах скорость оболочки меняется от 6,2 км/с, что отвечает давлению в железе ~270 ГПа, близкому к давлениям, реализуемым на плоских разгонных системах – пушках, до 22,7 км/с, что соответствует давлению в железе 1,8 ТПа. На этой системе получены наибольшие давления в тантале, достигающие 2,5 ТПа (25 млн атм.). В настоящее время доступными для исследований веществ, плотность которых превышает 18 г/см^3, являются давления порядка 3 ТПа.

Интересный эффект повышения локального действия взрыва наблюдается в зарядах ВВ, помещенных в оболочку из высокомодульной керамики, имеющей скорость звука, превышающую ско-

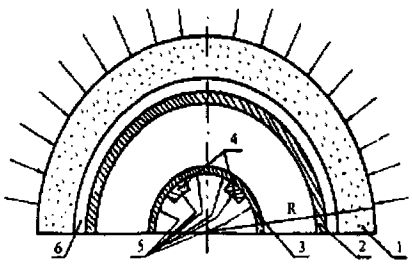


Рис. 2.6. Полусферическое устройство «МЗ»: *1* – полусферический заряд ВВ; *2* – стальная оболочка-ударник; *3* – экран (железо); *4* – исследуемые образцы; *5* – электроконтактный датчик; *6* – воздушный промежуток

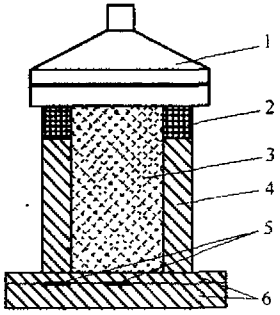


Рис. 2.7. Схема экспериментов с керамическими оболочками: *1* – плосковолновой генератор; *2* – кольцо из пенополистирола; *3* – взрывчатое вещество; *4* – керамическая оболочка; *5* – манганиновые датчики; *6* – медные пластины

рость детонации ВВ. Эксперименты проводились с зарядами различных бризантных ВВ, помещенных в оболочку из карбидокремниевой керамики. Схема экспериментов приведена на рис. 2.7. Продольная скорость звука в оболочке составляла 11,1...11,2 км/с и значительно превышала скорость детонации заряда ВВ. Измеренные значения давлений в детонационной волне на оси заряда в большинстве случаев заметно отличались от давлений стационарной детонации. В ряде экспериментов наблюдался значительный рост давления в детонационной волне. В частности, для нитрометана рост детонационного давления достигал 56 % по сравнению с давлением стационарной детонации. Последующий анализ показал, что в таких системах важную роль играют нестационарные детонационные процессы, связанные с влиянием опережающей волны в керамике на детонационный фронт.

Говоря о явлении кумуляции нельзя не остановиться на так называемой магнитной кумуляции, открытой в 1951 году А.Д. Сахаровым (Россия) и несколько позже К.М. Фаулером из Лос-Аламосской национальной лаборатории (США). Они предложили производить быстрое сжатие магнитного поля замкнутой проводящей оболочкой. В экспериментах по магнитной кумуляции достигнуты поразительно высокие плотности энергии, в сотни раз превышающие плотность энергии взрывчатых веществ и уступающие лишь ядерным боеприпасам.

Эффект увеличения бронебойного действия снаряда при наличии выемки в разрывном заряде, суть которого мы в дальнейшем и будем подробно анализировать, был открыт во второй половине XIX века и также получил название кумулятивного. Его использование тогда ограничилось некоторыми техническими задачами в горном деле. Резкое повышение бронебойного действия при введении металлической облицовки выемки было обнаружено несколько позже, а в 1914 г. получен первый патент на использование эффекта в военном деле и создан на его принципе бронебойный снаряд. Однако широкое применение явление кумуляции нашло только в войне 1941–1945 гг. К этому же времени относится и создание теории этого явления.

Кумулятивный эффект в зарядах ВВ с облицовками. Наиболее полно развиты положения теории кумуляции в зарядах ВВ с металлической облицовкой кумулятивной выемки. Схема, иллюстрирующая действие заряда с облицовкой, показана на рис. 2.8. Кумулятивный заряд является взрывным устройством, которое приобрело большое значение в практике применения ВВ как для военных, так и для промышленных целей. Если монолитный заряд, имеющий осевую симметрию, при взрыве на поверхности стального блока оставляет лишь неглубокую коническую вмятину, то заряд с конической выемкой, содержащей к тому же меньшее количество ВВ, выбивает кратер, глубина которого в 5 раз больше. Когда в том же заряде выемка облицована металлом, а заряд взрывается на некотором расстоянии от преграды (равном 1...3 диаметра заряда), получается значительно более глубокое отверстие (правда, объем его меньше). Действие необлицованных зарядов исследовано весьма мало, так как практического интереса они не представляют. Эксперименты показывают, что после детонации заряда из выемки истекает высокоскоростной поток продуктов взрыва. Таким образом, повышение эффективности заряда с выемкой основано на пространственной

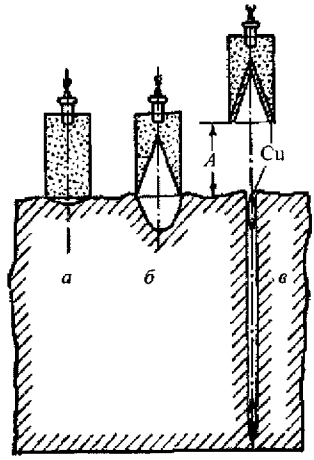


Рис. 2.8. Действие монолитного заряда ВВ по мягкой стали (*а*), кумулятивного заряда без облицовки (*б*), кумулятивного заряда с облицованной выемкой (*в*)

концентрации продуктов взрыва, которые в сходящемся потоке образуют высокоплотную газовую струю, движущуюся с большой скоростью и высокой плотностью.

Рентгеновские снимки взрыва кумулятивного заряда с медной облицовкой (рис. 2.9) показывают, что в таких зарядах наиболее существенным процессом также является образование кумулятивной струи. Однако в этом случае струя формируется из материала облицовки, которая ускоряется продуктами взрыва к оси заряда. При соударении из внутренней части облицовки формируется струя, имеющая высокую скорость, а наружная образует так называемый «пест». Струя облицованного заряда имеет более высокую плотность, которая не уменьшается в течение длительного времени.

Рис. 2.9. Импульсный рентгеновский снимок образования кумулятивной струи из медной облицовки при взрыве заряда

Если струя затем попадает на преграду, то под влиянием торможения она разворачивается, а материал преграды получает ускорение в радиальном направлении. Таким образом, образуется кратер, диаметр которого существенно превышает диаметр струи. Глубина кратера зависит от формы заряда и кумулятивной выемки, размеров заряда, состава ВВ, геометрии и свойств облицовки, расстояния до преграды и материала, из которого изготовлена облицовка. Принято указывать поражающую способность кумулятивных зарядов данного типа, относя глубину внедрения струи к диаметру заряда.

На рис. 2.10 показана зависимость поражающей способности зарядов одного типа от расстояния A между зарядом и преградой (в данном случае преграда – мягкая сталь). Оказывается, что достигаемая при этом глубина кратера по мере увеличения расстояния A вначале возрастает, а затем медленно убывает. С ростом величины A, однако, почти пропорционально увеличивается и разброс значений глубины внедрения. Чем выше энергосодержание и скорость детонации ВВ, тем, вообще говоря, выше поражающая способность заряда. Объем кратера оказывается прямо пропорциональным энергосодержанию ВВ.

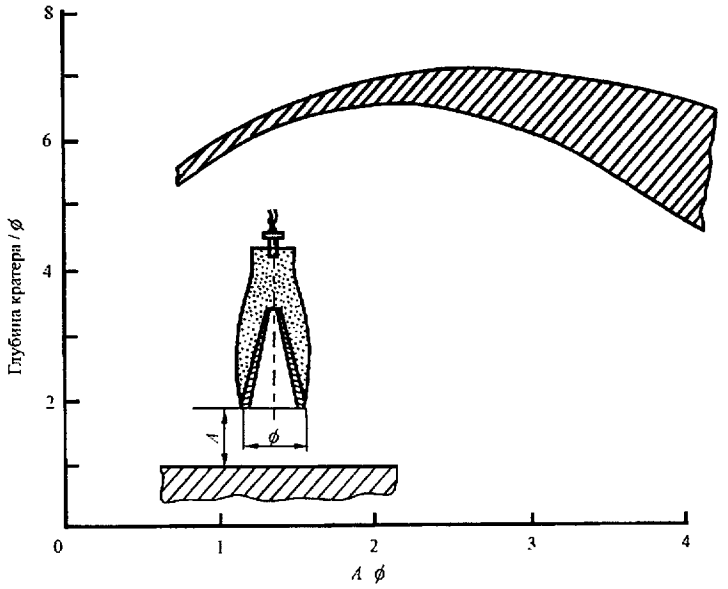


Рис. 2.10. Поражающая способность и величина разброса значений глубины внедрения кумулятивной струи при поражении мягкой стали

Глубина поражения, а также изменение ее с расстоянием A существенно зависят от материала, из которого изготовлена облицовка. Тяжелые пластичные металлы, в частности, гранецентрированные металлы с кубической решеткой группы меди и некоторые сплавы при больших величинах A обладают высокой поражающей способностью. Они образуют сплошные струи, плотность которых не более чем на 10 % ниже плотности материала облицовки и которые при большом удлинении (примерно в 10 раз по сравнению с исходной длиной) не разрываются и сохраняют высокую плотность. Другие металлы, такие, например, как железо, цинк, на начальных стадиях также образуют сплошные струи, которые в отличие от описанных выше при растяжении разрываются намного раньше. В кумулятивных зарядах с облицовками из таких металлов максимум поражающего действия достигается при меньших расстояниях до преграды и имеет меньшую величину, чем в случае более пластичных металлов.

Хрупкие металлы, такие, в частности, как вольфрам, титан, а также металлы с высокой пористостью, получаемые спеканием, вообще не образуют сплошных струй, они формируют «дискрет-

ные» струи, состоящие из отдельных твердых частиц. В этом случае растяжение струи приводит не к уменьшению ее диаметра, как в сплошных струях, а к снижению средней плотности струи. Поражающая способность таких струй по сравнению со сплошными значительно ниже. Однако, поскольку дискретные струи при действии на многие материалы образуют отверстия большего объема, чем сплошные, в последнее время кумулятивные заряды такого типа приобретают значение в некоторых областях техники.

Глубина поражения зависит прежде всего от плотности материала преграды и в значительно меньшей степени от его прочности. В табл. 2.1 сопоставлены относительные глубины внедрения сплошной струи, образованной при взрыве стандартного заряда, наблюдавшиеся в различных материалах.

Таблица 2.1

Относительная глубина поражения T различных материалов кумулятивной струей стандартного заряда

Материал	Плотность ρ, г/см^3	Относительная глубина T
Мягкая сталь (эталон)	7,8	1
Броневая сталь	7,8	0,8
Свинец	11,3	1,3
Бетон	2,3	3,5
Плексиглас	1,2	2,8
Вода	1,0	3,0
Полиэтилен	0,92	5,0
Парафин	0,9	7,2
Резина	1,1	6,4

Следует отметить, что, строго говоря, приведенные числовые значения справедливы лишь для данного типа заряда, так как относительная поражающая способность зависит от конструкции заряда. Из двух различных конструкций одна всегда оказывается предпочтительной для поражения, например, стали, а другая – горной породы.

Объем кратера приближенно можно считать прямо пропорциональным энергии струи и обратно пропорциональным прочности материала преграды.

Гидродинамическая теория кумуляции. Основные положения теории кумулятивных зарядов с металлической облицовкой опубликованы Биркгофом (Birkhoff) (1948) и Лаврентьевым (1957)

для стационарного случая с использованием модели идеальной несжимаемой жидкости. Гидродинамическая теория кумуляции была ими разработана во время войны практически одновременно и независимо друг от друга, но опубликовать результаты удалось значительно позднее. Основное допущение теории – это представление материала кумулятивной облицовки в виде идеальной несжимаемой жидкости.

Теория струй идеальной жидкости. Рассмотрим сначала картину плоскосимметричного соударения двух струй идеальной несжимаемой жидкости под углом 2α (рис. 2.11). Так как процесс соударения струй симметричен, то можно рассматривать только верхнюю часть течения струй (рис. 2.12). При этом будем считать, что поверхность симметрии абсолютно гладкая, то есть при движении жидкости по этой поверхности трение отсутствует.

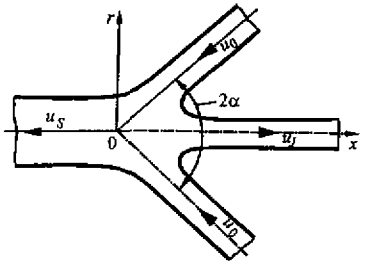


Рис. 2.11. Схема соударения двух струй несжимаемой жидкости

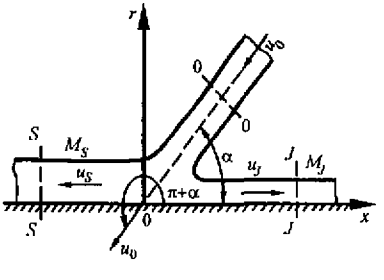


Рис. 2.12. Схема соударения одной струи с идеально гладкой поверхностью

Обозначим: u_0, M – скорость и масса сходящейся струи (масса жидкости, протекающая через поперечное сечение струи в единицу времени), u_J, M_J – скорость и масса струи, движущейся вправо вдоль оси $0x$, u_S, M_S – скорость и масса струи, движущейся влево в отрицательном направлении оси $0x$. В этой задаче считаются заданными величины u_0, M и α. Необходимо определить параметры образующихся струй: u_J, u_S, M_J, M_S.

К данному процессу применим законы сохранения массы, импульса и энергии. По закону сохранения массы:

$$M = M_J + M_S. \tag{2.1}$$

Согласно закону сохранения количества движения, изменение количества движения равно импульсу действующих сил. Поскольку вдоль оси $0x$ на жидкость не действуют никакие силы, изменение

количества движения равно нулю

$$(M_J u_J \cos 0° + M_S u_S \cos\pi) - u_0 M \cos(\pi + \alpha) = 0 \qquad (2.2)$$

или

$$M_J u_J - M_S u_S = - u_0 M \cos\alpha . \qquad (2.3)$$

Проекцию уравнения сохранения количества движения на ось $0r$ можно не находить, так как искомые струи текут в перпендикулярном направлении к оси $0r$.

Поскольку процесс соударения струй является стационарным, закон сохранения энергии можно записать в виде

$$\frac{M_J u_J^2}{2} + \frac{M_S u_S^2}{2} = \frac{M u_0^2}{2}. \qquad (2.4)$$

Из уравнений сохранения импульса и энергии получим, что абсолютные значения скоростей всех струй равны:

$$u_0 = u_J = u_S . \qquad (2.5)$$

С учетом уравнений (2.5), (2.1) и (2.3) получим:

$$M_J + M_S = M,$$

$$M_J - M_S = - M \cos\alpha . \qquad (2.6)$$

Отсюда определим M_J и M_S:

$$M_J = \frac{M(1 - \cos\alpha)}{2} = M \sin^2 \frac{\alpha}{2}, \qquad (2.7)$$

$$M_S = \frac{M(1 + \cos\alpha)}{2} = M \cos^2 \frac{\alpha}{2}. \qquad (2.8)$$

Теория образования кумулятивной струи. Рассмотрим переход от теории струй несжимаемой жидкости к теории образования кумулятивной струи. Пусть облицовка кумулятивной выемки получает скорость V_0 , перпендикулярную к образующей облицовки (рис. 2.13). Разложим этот вектор по двум направлениям: вдоль образующей облицовки и вдоль оси $0x$. В результате получим

$$u_0 = \frac{V_0}{\mathrm{tg}\alpha}; \qquad V_K = \frac{V_0}{\sin\alpha} . \qquad (2.9)$$

Теперь рассмотрим процесс движения струй относительно каждой из этих составляющих вектора V_0 – скорости обжатия кумулятивной об-

лицовки. При этом схема течения, представленная на рис. 2.13, распадается на две части (рис. 2.14). На рис. 2.14 слева мы имеем такую же схему течения, как и на рис. 2.12. В этом случае согласно уравнению (2.5) образуются две струи, скорости которых равны, и с учетом (2.9) определяются выражением $u_0 = u_J = u_S = V_0/\mathrm{tg}\,\alpha$. На рис. 2.14 справа показана скорость $V_K = V_0/\sin\alpha$, представляющая собой скорость движения точки схлопывания кумулятивной облицовки (точки 0).

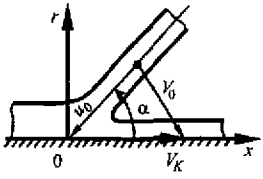


Рис. 2.13. Схема процесса образования кумулятивной струи в несжимаемой жидкости

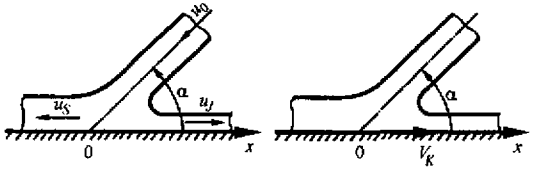


Рис. 2.14. Схема разложения процесса формирования кумулятивной струи

Соединяя оба этих течения, получаем:

$$V_J = V_K + u_J = \frac{V_0}{\sin\alpha} + \frac{V_0}{\mathrm{tg}\,\alpha} = V_0\frac{1+\cos\alpha}{\sin\alpha} = V_0\frac{2\cos^2\frac{\alpha}{2}}{2\sin\frac{\alpha}{2}\cos\frac{\alpha}{2}} = \frac{V_0}{\mathrm{tg}\frac{\alpha}{2}}, \quad (2.10)$$

$$V_S = V_K - u_S = \frac{V_0}{\sin\alpha} - \frac{V_0}{\mathrm{tg}\,\alpha} = V_0\frac{1-\cos\alpha}{\sin\alpha} = V_0\frac{2\sin^2\frac{\alpha}{2}}{2\sin\frac{\alpha}{2}\cos\frac{\alpha}{2}} = V_0\mathrm{tg}\frac{\alpha}{2}. \quad (2.11)$$

Формула (2.10) определяет скорость кумулятивной струи V_J, а формула (2.11) – скорость песта V_S; соответственно по формуле (2.7) определяется масса кумулятивной струи M_J, а по формуле (2.8) – масса песта M_S.

Следует отметить, что угол схлопывания α не является углом полураствора исходной облицовки. При схлопывании облицовки в реальном заряде скользящий детонационный фронт производит ее доворот, поэтому угол схлопывания всегда больше, чем начальный угол полураствора облицовки. Для конических облицовок угол схлопывания увеличивается от вершины к основанию, поэтому струя в этом случае имеет градиент скорости по длине.

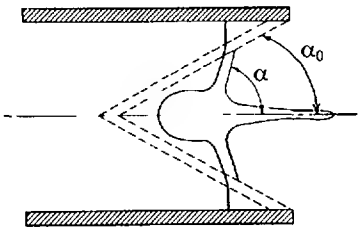


Рис. 2.15. Схема процесса схлопывания конической облицовки

PER-теория. Для нестационарного случая, когда элементы конической облицовки движутся с различными скоростями, что, как правило, наблюдается на практике (рис. 2.15), удобнее использовать PER-теорию (Пач, Эйчельбергер и Ростокер, 1952). Согласно этой теории, которая также базируется на модели идеальной несжимаемой жидкости, скорость кумулятивной струи определяется по формуле:

$$V_J = \frac{V_0}{\sin\alpha/2}\cos\left(\alpha_0 - \alpha/2 + \arcsin\frac{V_0}{2U}\right). \qquad (2.12)$$

Здесь V_J – скорость соответствующего элемента кумулятивной струи; V_0 – скорость обжатия элемента облицовки; α_0 – половина угла раствора конической облицовки; α – угол схлопывания; $U = D/\cos\alpha$; где D – скорость детонации заряда ВВ. Это уравнение описывает скорость каждого элемента кумулятивной струи.

Согласно PER- теории скорость перемещения точки соударения может быть определена по следующей формуле:

$$V_K = \frac{V_0}{\sin\alpha}\cos\left(\alpha - \alpha_0 - \arcsin\frac{V_0}{2U}\right). \qquad (2.13)$$

Режимы гидродинамической кумуляции. Из приведенных выше формул гидродинамической теории следует, что теоретический предел скорости кумулятивной струи равен бесконечности. Кумулятивная струя образуется при любом угле α и любой скорости V_0. Однако практика не подтверждает эти предельные величины. Если скорость $u_0 = \frac{V_0}{\mathrm{tg}\alpha}$ сверхзвуковая и $\alpha < \alpha_k$, где α_k – некоторый критический угол схлопывания, то кумулятивные струи не образуются. С другой стороны, если $\alpha > \alpha_п$, где $\alpha_п$ – предельный угол схлопывания, то кумулятивная струя также не образуется из-за того, что радиальная проекция скорости метания облицовки становится недостаточной для того, чтобы обеспечить требуемую для образования струи деформацию материала, обладающего прочно-

стью и внутренней вязкостью, которые не учитываются в гидродинамической теории. Деформирование облицовок с малыми значениями радиальной скорости схлопывания, реализуемое при углах, близких к $\alpha_п$, приводит в разных условиях к существенно отличающимся результатам. В одних случаях при взрыве формируется компактный элемент, в других – заряд с близкой по форме облицовкой может создавать в направлении оси заряда диспергированный поток осколков в результате выворачивания и разрушения облицовки после взрыва.

Режим «обратной» кумуляции. Рассмотрим отдельно случай, когда угол схлопывания облицовки $\alpha = \alpha_0 + \theta > \pi/2$, где θ – угол доворота облицовки в процессе метания скользящей детонационной волной. Здесь может быть реализован так называемый режим «обратной» кумуляции. Характерной особенностью такого режима является тот факт, что масса струи (потока, идущего к основанию облицовки) становится больше массы песта (потока, распространяющегося к вершине). При этом скорость струи в случае применения мощных бризантных ВВ может составлять примерно 5 км/с. Это меньше, чем при обычном режиме кумуляции, где скорость струи достигает 8...10 км/с; тем не менее, удельная энергия вещества в струе в 2...2,5 раза превосходит удельную энергию ВВ. Граница режима обратной кумуляции при дальнейшем увеличении угла α_0 будет определяться равенством $\alpha_0 = \pi/2 - \theta/2$.

Поскольку величина радиальной составляющей скорости деформации облицовки мала, можно предполагать, что не для всех материалов режим обратной кумуляции будет существовать вследствие влияния прочностных сил. Для облицовок из алюминиевых сплавов и мягкой меди рассмотренный режим был зафиксирован экспериментально. На рис. 2.16 приведен импульсный рентгеновский снимок деформации такой облицовки в случае $\alpha > \pi/2$. Стрелкой показано направление движения.

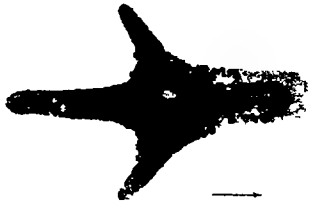


Рис. 2.16. Режим «обратной» кумуляции

Учет сжимаемости материала облицовки. Эксперименты показывают, что при малых углах схлопывания кумулятивная струя не образуется. Для объяснения этого эффекта необходимо учитывать сжимаемость материала кумулятивной облицовки в процессе ее схлопывания.

Рассмотрим процесс симметричного схлопывания двух плоских струй сжимаемой жидкости под углом 2α со скоростью u_0 в системе координат, связанной с точкой соударения 0 (рис. 2.17). Такая задача, по сути, является аналогом задачи обтекания сверхзвуковым воздушным потоком тупого угла в аэродинамике. Сжимаемый сверхзвуковой поток со скоростью u_0 поворачивается на угол α и при этом тормозится. Такое торможение сверхзвукового потока осуществляется с помощью фронта OM косой ударной волны. В этом случае поток перед фронтом ударной волны ударно не сжат. Резкое повышение давления имеет место за фронтом косой ударной волны OM и кумулятивная струя в направлении $0x$ не образуется.

Согласно теории косых ударных волн между углом поворота сверхзвукового потока α и углом наклона фронта косой ударной волны β для данной скорости u_0 существует функциональная зависимость $\beta = \beta(\alpha)$. При увеличении угла α присоединенный фронт ударной волны OM может существовать только до некоторого угла $\alpha < \alpha_k$ (рис. 2.17). При углах $\alpha \geq \alpha_k$ фронт косой ударной волны OM отходит в сторону набегающего сверхзвукового потока (рис. 2.18).

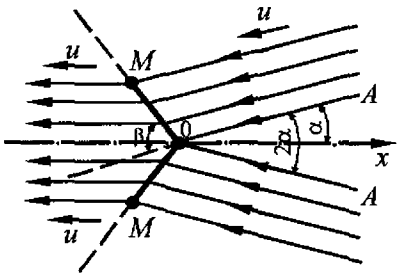


Рис. 2.17. Схема процесса соударения двух струй сжимаемой жидкости

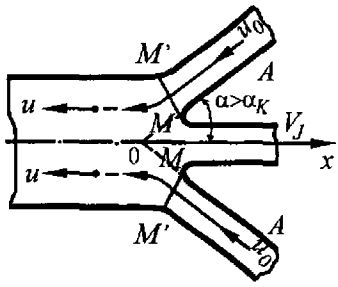


Рис. 2.18. Схема формирования кумулятивной струи в сжимаемой жидкости

При этом давление на фронте ударной волны MM' возрастает. Жидкость за фронтом ударной волны MM' ударно сжата, но из-за того, что поверхность AMO свободна от ударного сжатия, жидкость на участке OM начинает истекать вправо, и образуется кумулятивная струя. Угол $\alpha = \alpha_k$ определяется из условия невозможности существования присоединенного фронта косой ударной волны.

Аиализ показывает, что кумулятивная струя не образуется, если $u_0 = \dfrac{V_0}{\operatorname{tg}\alpha} \geq c_0$, где c_0 – объемиая скорость звука в материале кумулятивной облицовки в нормальных условиях.

$$c_0 = \sqrt{\frac{K + (4/3)G}{\rho_0}}, \tag{2.14}$$

где K – модуль объемиого сжатия; G – модуль сдвига; ρ_0 – плотиость материала кумулятивной облицовки.

Если $u_0 < c_0$, то кумулятивная струя должна образовываться как для модели несжимаемой, так и сжимаемой жидкости при любых углах схлопывания 2α.

Аналогичный по существу критерий отсутствия струеобразования можно получить на основе следующего условия. В системе координат, где пест покоится, скорость точки соударения V_K должна быть сверхзвуковой, т.е. по формулам (2.9) и (2.11) получаем

$$V_K - V_S = \frac{V_0}{\sin\alpha} - \left(\frac{V_0}{\sin\alpha} - \frac{V_0}{\operatorname{tg}\alpha}\right) = \frac{V_0}{\operatorname{tg}\alpha} \geq c, \tag{2.15}$$

где c – местная скорость звука в точке соударения 0 (рис. 2.17). В этом случае пест покоится, а точка соударения 0 перемещается со скоростью $V_0 / \operatorname{tg}\alpha \geq c$, т.е. ни одно возмущение не может обогнать точку контакта 0, в результате струя не образуется. Для образования струи должно выполняться условие

$$\alpha \geq \operatorname{arctg}\frac{V_0}{c}. \tag{2.16}$$

Это соотношение справедливо как для плоских, так и для осесимметричных кумулятивных облицовок.

Максимальиая скорость конденсированиой кумулятивиой струи, которая может быть достигнута, составляет

$$V_J \leq 2{,}41 c_0. \tag{2.17}$$

Этот предел справедлив для коиденсированных струй, способных поражать преграду. При соответствующих условиях могут об-

разовываться газообразные струи, имеющие гораздо более высокую скорость, плотность которых, однако, настолько мала, что они могут наблюдаться лишь в вакууме. Максимальные скорости таких струй возрастают с уменьшением атомного веса и, например, для бериллия составляют ~90 км/с. Но сколько-нибудь заметного поражающего действия такие газообразные струи не производят.

Рассмотрение общей характеристики кумулятивных процессов и основных соотношений, описывающих кумулятивные процессы в зарядах ВВ с металлической облицовкой, позволяет говорить о том, что они играют важную роль в природе и в технических приложениях. Их анализ, исследование и выявление общих закономерностей является важной научно-технической задачей.

Более полное понимание природы и закономерностей кумулятивных процессов позволит, в частности, повысить параметры взрывного и ударного нагружения материалов, что важно в приложениях, связанных с военными задачами, повышением эффективности взрывных технологий и т.д.

2.3. ИМПУЛЬСНОЕ НАГРУЖЕНИЕ ОБОЛОЧЕК, ИХ МЕТАНИЕ И ОБЖАТИЕ

Расчет скорости метания и угла доворота кумулятивной облицовки

Плоский случай. Он соответствует соударению двух плоских пластин, расположенных изначально под углом $2\alpha_0$. При этом можно рассматривать только половину задачи вследствие плоской симметрии. Тогда конфигурация возникающих течений будет полностью аналогична приведенной на рис. 2.13. Разгон метаемой на плоскость симметрии пластины осуществляется с помощью заряда взрывчатого вещества, размещенного на внешней поверхности метаемой пластины. Нам необходимо определить скорость метания пластины V_0 и угол соударения $\alpha = \alpha_0 + \theta$, где θ – угол доворота пластины в процессе метания скользящей детонационной волной. Такая схема типична для задач сварки взрывом (рис. 2.19). Физика процессов, происходящих при сварке взрывом, аналогична физике кумулятивных процессов. Разница состоит в основном в меньшей интенсивности протекающих при сварке ударноволновых процессов.

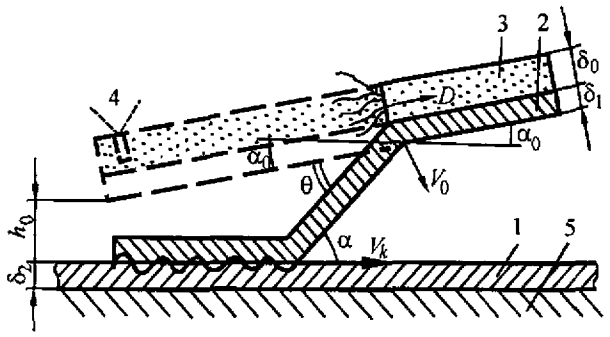


Рис. 2.19. Схема метания пластины при сварке взрывом: *1* – неподвижная пластина; *2* – метаемая пластина; *3* – заряд ВВ; *4* – детонатор; *5* – массивное основание; h_0 – начальный зазор между пластинами; θ – угол доворота пластины в процессе метания

Скорость метания верхней пластины зависит от отношения массы ВВ к массе метаемой пластины r. При равенстве площадей имеем

$$r = \frac{m_{\text{ВВ}}}{m_{\text{пл}}} = \frac{\delta_0 \rho_0}{\delta_1 \rho_1}, \tag{2.18}$$

где δ_0, ρ_0 – толщина и плотность заряда ВВ; δ_1, ρ_1 – толщина и плотность метаемой пластины; V_K – скорость движения точки контакта. При начально-параллельном расположении пластин $V_K = D$. В общем случае

$$V_K = D \sin(\alpha - \alpha_0)/\sin \alpha, \tag{2.19}$$

где D – скорость детонации заряда ВВ; α – угол соударения; α_0 – начальный угол между пластинами.

Угол соударения α связан со скоростью метания V_0 зависимостью

$$\alpha = \alpha_0 + \theta = \alpha_0 + 2 \arcsin[V_0/2D]. \tag{2.20}$$

Скорость метания V_0 можно оценить по следующим формулам:

$$V_0 = D \frac{\sqrt{1 + (32/27)r} - 1}{\sqrt{1 + (32/27)r} + 1} \quad \text{для} \quad k = 3, \tag{2.21}$$

где k – показатель политропы продуктов детонации;

$$V_0 = 1{,}2D\frac{\sqrt{1+(32/27)r}-1}{\sqrt{1+(32/27)r}+1} \text{ для смесевых ВВ.} \qquad (2.22)$$

Можно использовать формулы, которые так же получены с помощью модели метания Гарни и законов сохранения импульса и энергии:

$$V_0 = \frac{r}{r+2}D\sqrt{\frac{k}{k^2-1}}; \qquad (2.23)$$

$$V_0 = Dr\sqrt{\frac{k}{(k^2-1)(r^2+5r+4)}}. \qquad (2.24)$$

Отметим, что точное определение скорости метания возможно только с помощью непосредственного измерения. Для измерения скорости метания и других кинематических параметров широко используются контактные, оптические, рентгеноимпульсные методы.

Некоторое снижение скорости метания пластины имеет место из-за того, что с внешней открытой поверхности заряда часть ВВ разлетается, не участвуя при этом в реакции (слой Ю.Б. Харитона). Предложено для количественного учета этих потерь вводить определенный эквивалентный слой, постоянный для каждого ВВ, который не участвует в реакции. Остальное количество ВВ реагирует полностью. На основании экспериментальных данных было показано, что толщина этого эквивалентного слоя может быть принята близкой к половине значения критического диаметра данного ВВ $d_{кр}$.

Таким образом, при расчете скоростей и углов соударения необходимо учитывать неполную детонацию ВВ. Для учета потерь при детонации ВВ вводят в формулу для расчета скорости метания вместо параметра r параметр $r_э$

$$r_э = \frac{[\delta_0 - (d_{кр}/2)]\rho_0}{\delta_1\rho_1} = r - \frac{d_{кр}\rho_0}{2\delta_1\rho_1}. \qquad (2.25)$$

При наличии массивной оболочки, находящейся сверху метаемой пластины, скорость метания значительно возрастает при том же количестве ВВ.

Случай осевой симметрии. Здесь такие простые зависимости для расчета характеристик метания и обжатия кумулятивной облицовки, к сожалению, отсутствуют. Это связано, по крайней мере, с двумя причинами. Во-первых, распределение массы по длине для коиических кумулятивных облицовок есть величина переменная и скорость метания, а значит, и угол схлопывания будут изменяться по длине заряда. Во-вторых, толщина каждого элемента облицовки при обжатии ее на ось симметрии увеличивается, что также необходимо учитывать при расчетах. В дальнейшем мы приведем приближенную инжеиерную методику расчета всех параметров осесимметричного кумулятивного заряда.

Чнсленное моделнрованне работы кумулятнвного заряда с трубкой нз высокомодульной керамнкн. Импульсное нагружение осесимметричных оболочек, их метание и обжатие для наглядности рассмотрим на примере исследования кумулятивного заряда с трубкой из высокомодульной керамики. Актуальность такой задачи связана с проблемой повышеиия скорости кумулятивной струи, что необходимо в ряде приложений. Поскольку максимальная скорость струи зависит от скорости звука материала кумулятивной облицовки, целесообразно использовать высокомодульные керамические материалы, у которых скорость звука значительно превышает скорость детонации в заряде ВВ.

Эксперименты. Для экспериментальных исследований использовались трубки из окиси алюминия (поликор), с плотностью образцов, близкой к теоретической. Скорость звука в материале составляла величину, равную 10,1 км/с. В случае, когда на оси заряда размещена трубка из высокомодульной керамики, при детонации этого заряда должна образовываться кумулятивная струя с высокими скоростными характеристиками (рис. 2.20).

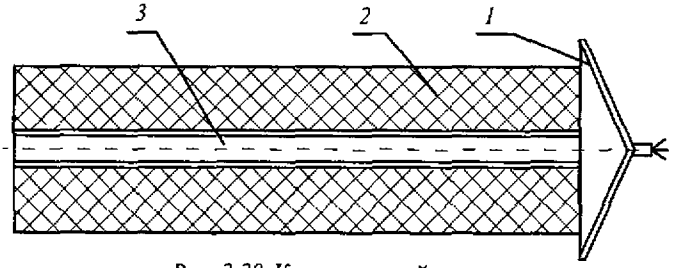


Рис. 2.20. Кумулятивный заряд:
1 – плосковолновой генератор; *2* – заряд ВВ (ТГ-36/64);
3 – керамическая трубка (поликор)

Проведенные с такими и подобными зарядами эксперименты позволили установить, что максимальная скорость КС равна 12.4 км/с. На рис. 2.21 показаны последовательные стадии развития кумулятивной струи, зафиксированные высокоскоростной камерой ЖЛВ-2 в режиме покадровой развертки. Шаг по времени составлял 2.66 мкс. На фотографиях видно, что керамическая кумулятивная струя представляет собой ярко светящийся диспергированный поток частиц, который по времени значительно опережает распространение детонации в заряде ВВ. Частицы имеют заметную радиальную составляющую скорости, которая приводит к снижению плотности потока. Момент появления струи на торце заряда соответствует примерно половине длины заряда ВВ, пройденной детонационным фронтом.

Рис. 2.21. Полет кумулятивной струи в воздухе.
Размер ячейки сетки 25 × 25 мм

На рис. 2.22 дана регистрация проникания кумулятивной струи в воду.

Рис. 2.22. Проникание керамических частиц в воду.
Размер ячейки сетки 5 × 5 мм

На рис. 2.23 дана щелевая фоторегистрация с помощью высокоскоростной камеры СФР-2М полета кумулятивной струи в воздухе. Скорость развертки $V_p = 3{,}75$ мм/мкс, коэффициент уменьшения $n = 3{,}48$. На щелевой фоторегистрации наблюдается два светя-

щихся фронта. Первый по времени фронт движется со скоростью 11 км/с, второй со скоростью 12,4 км/с, следовательно, процесс схлопывания керамической трубки на ось симметрии имеет нестационарный характер, что может быть связано с краевыми эффектами (разлет продуктов детонации с торцов заряда), а также с проявлениями нестационарности детонационного фронта на границе раздела ВВ – керамика, обусловленными влиянием опережающей детонационный фронт волны в керамической трубке на прилегающие слои ВВ (напомним, что скорость звука в материале керамической трубки значительно превышает скорость детонации заряда ВВ).

Рис. 2.23. Щелевая фоторегистрация полета кумулятивной струи в воздухе

По результатам регистрации процесса проникания в воду была измерена скорость проникания потока частиц керамики в воду, и по формуле Бернулли

$$\rho_1 = \rho_2 \left(\frac{u_x}{V_J - u_x} \right)^2,$$

где ρ_1 – средняя плотность потока частиц керамики; ρ_2 – плотность воды; u_x – скорость проникания; V_J – скорость потока частиц в воздухе, было определено, что средняя плотность потока частиц керамики примерно равна 0.33 г/см^3.

Численное моделирование. Особенности процесса струеобразования исследовались с помощью программного комплекса ODVAX Компьютерное моделирование процесса взрывного обжатия трубки

из окиси алюминия проводилось в двумерной осесимметричной постановке в гидродинамическом приближении, включающем разрушение в волнах разрежения. Поведение ВВ (состав ТГ-36/64) описывалось геометрической моделью с постоянными параметрами Чепмена–Жуге на детонационном фронте; поведение керамики – моделью идеальной сжимаемой жидкости в виде

$$p = a^2\rho\left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1\right)\left[\lambda - (\lambda - 1)\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)\right]^{-2},$$

где ρ_0 – начальная плотность; ρ – текущая плотность; a, λ – факторы в соотношении

$$D = a + \lambda u.$$

Параметры ударной адиабаты для окиси алюминия принимались в виде

$$D = 8.00 + 1.5u.$$

Критическое напряжение разрушения принималось равным –40 ГПа. Интегрирование уравнений механики сплошной среды осуществлялось на эйлеровой сетке с пространственным разрешением 1 яч/мм по каждой координате.

Продукты детонации описывались моделью идеального газа с постоянным показателем политропы. Если давление в частице продуктов детонации становилось ниже 0,5 ГПа или массовая скорость превышала удвоенную местную скорость звука, то такие частицы выбрасывались из счета и соответственно отсутствуют на рисунках.

Результаты моделирования представлены в графическом виде на рис. 2.24–2.32. На рис. 2.24–2.31 дана начальная конфигурация тел, участвующих в расчете, и поля течений материалов в различные моменты времени.

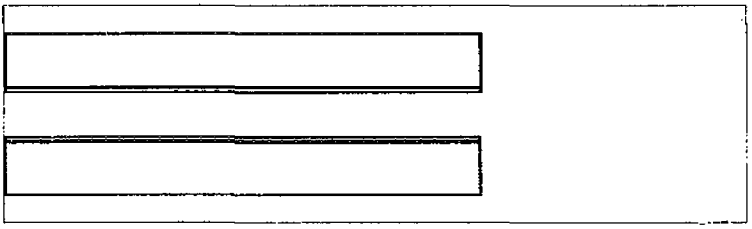


Рис. 2.24. Начальная конфигурация тел

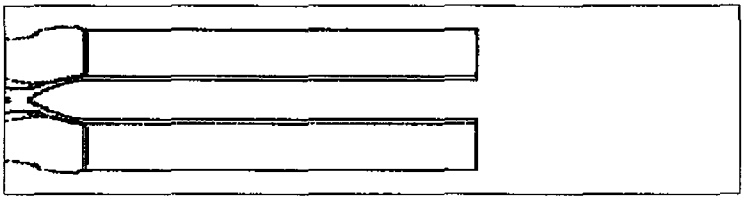


Рис. 2.25. Поля течений материалов в момент времени $t = 2.25$ мкс

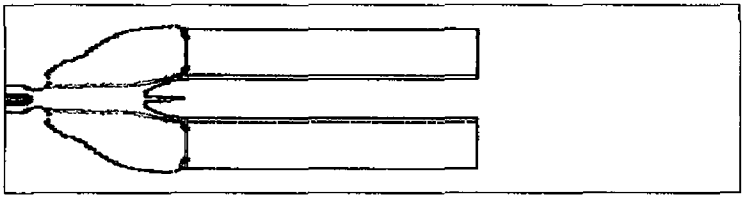


Рис. 2.26. Поля течений материалов в момент времени $t = 4.95$ мкс

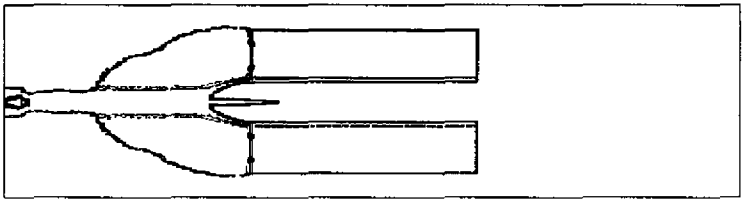


Рис. 2.27. Поля течений материалов в момент времени $t = 6.75$ мкс

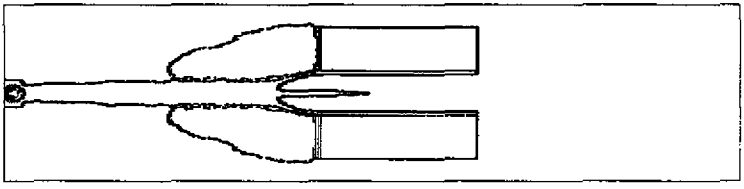


Рис. 2.28. Поля течеиий материалов в момент времени $t = 8.55$ мкс

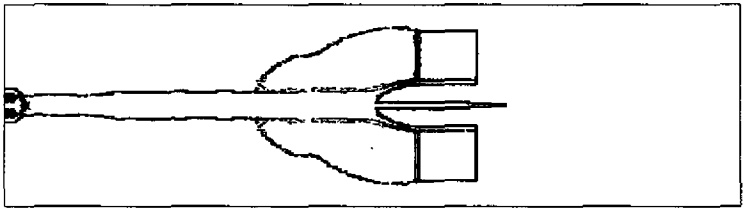


Рис. 2.29. Поля течений материалов в момент времеии $t = 11.25$ мкс

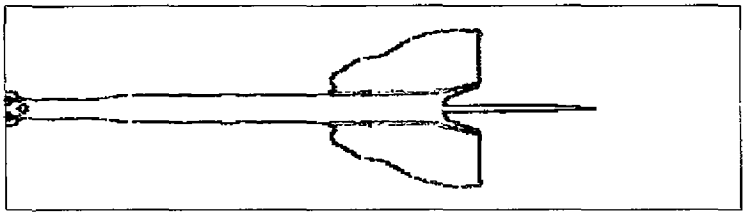


Рис. 2.30. Поля течений материалов в момент времени t = 13.05 мкс

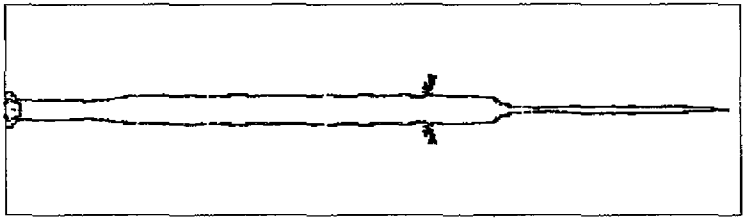


Рис. 2.31. Поля течеиий материалов в момент времени t = 15.75 мкс

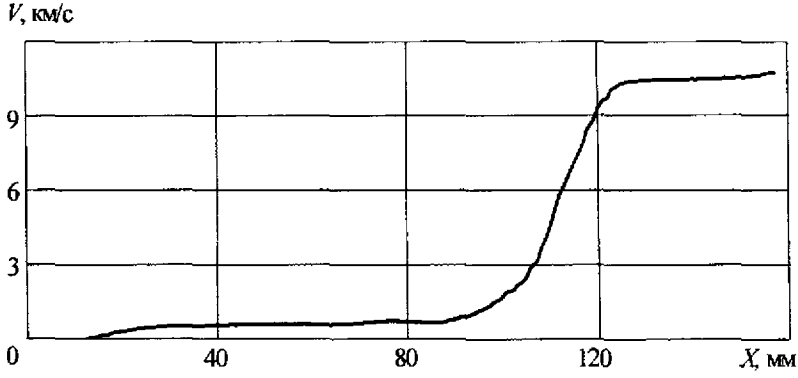


Рис. 2.32. Распределение конечных скоростей струи и песта по их длине в момент времени t = 15.75 мкс

На рис. 2.32 показано распределение скоростей по длине струи и песта. Результаты демонстрируют, что имеется хорошее совпадение между экспериментальными и расчетными данными. На начальной стадии в момент соударения трубки на оси симметрии давление достигает 900 ГПа, а скорость схлопывания 4 км/с. Впоследующем давление в точке контакта осциллирует от 80 до 110 ГПа. Скорость точки контакта равна скорости детонации заряда ВВ и составляет около 8 км/с.

Головная часть потока керамических частиц движется со скоростью, равной 11 км/с, так же как и в экспериментах. На стационарной стадии струя практически не имеет градиента скорости по своей длине. Заметного влияния краевых эффектов на скорость струи в расчете не наблюдается. Угол схлопывания $\alpha \approx 18°$.

Анализ результатов. Таким образом, из результатов численного моделирования следует вывод о том, что в данной конфигурации заряда ВВ с трубкой из высокомодульной керамики влияние краевых эффектов в начальной и заключительной стадиях процесса обжатия трубки на ось, которые могли бы объяснить появление обратного градиента скорости по длине кумулятивной струи, не проявляется.

Следовательно, наблюдаемая в экспериментах нестационарность процесса, которая проявляется в наличии обратного градиента скорости по длине струи, может быть связана с нестационарностью детонационного процесса, возникающей при действии опережающей волны в керамической трубке на прилегающие слои ВВ и непосредственно на зону химической реакции. Еще раз напомним, что скорость звука в трубке значительно выше, чем скорость детонации в заряде ВВ. Для численного моделирования этих эффектов необходимо учитывать кинетику взрывчатого превращения ВВ и упругое поведение керамики. С другой стороны, очевидно, что существует некоторая минимальная толщина керамической трубки, которая еще способна повлиять на распространение детонации. Эта величина тесно связана с величиной критического слоя ВВ (слоя Харитона) и может быть определена по формуле

$$\delta_{\min} = \frac{h_{\text{кр}} c_s^2}{2 c_{\text{ВВ}} (c_s - D)},$$

где $\delta_{\min}$ – минимальная толщина оболочки, допускающая существование нестационарного пульсирующего режима в заряде ВВ; $h_{\text{кр}}$ – толщина критического слоя ВВ ($h_{\text{кр}} \approx d_{\text{кр}}/2$); $c_{\text{ВВ}}$ – скорость звука в невозмущенном ВВ; c_s – скорость волны в керамической оболочке; D – скорость детонации.

Как показали расчеты, для состава ТГ-36/64 и окиси алюминия минимальная толщина трубки, способная влиять на распространение детонации, равна 11,5 мм, что значительно превышает толщину трубки в эксперименте. Следовательно, в нашем случае возможным механизмом, приводящим к нестационарности процесса схлопывания трубки, может быть влияние частиц керамического потока, ко-

торые имеют заметную радиальную составляющую скорости (что хорошо видно на фоторегистрациях полета струи), на стенки трубки и таким образом на непрореагировавшие слои ВВ впереди детонационного фронта.

Теоретический предел скорости кумулятивной струи может быть оценен в 19 км/с для окиси алюминия и 32,5 км/с для нитрида бора.

2.4. ФОРМИРОВАНИЕ, РАСТЯЖЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУЙ И ИХ ПРОНИКАНИЕ В ПРЕГРАДЫ

Движение и разрушение кумулятивных струй. Металлические кумулятивные струи, которые формируются при взрывном обжатии кумулятивной облицовки, представляют собой высокоскоростные удлиненные осесимметричные тела. Образующееся в процессе взрывного формирования распределение осевой скорости движения различных частей кумулятивной струи характеризуется наличием перепада от головных к хвостовым элементам, при этом головная часть имеет скорость порядка первой космической, а хвостовые элементы, как правило, движутся со скоростью около 2 км/с.

Характер распределения осевой скорости движения по длине струи задает величину начального градиента $\dot{\varepsilon}_{x0}$, локальное значение которого определяется отношением перепада осевой скорости ΔV_j к начальной длине l_0 элемента кумулятивной струи, которая, как принято считать, равна длине соответствующего участка образующей металлической кумулятивной облицовки. Величина начального градиента осевой скорости $\dot{\varepsilon}_{x0}$ меняется по длине струи и определяет начальную скорость деформирования элементов струи. Большинство осесимметричных струй характеризуется значениями $\dot{\varepsilon}_{x0} \sim (10^4 - 10^5)\ с^{-1}$. Под действием градиента скорости струя в свободном полете растягивается в осевом направлении с одновременным уменьшением поперечного размера. При этом для большинства струй на начальной стадии их существования характерно равномерное по всей длине растяжение без локализации деформации и с сохранением близкой к цилиндрической или слабоконической формы (см. рис. 2.9). Затем растяжение постепенно локализуется в областях образующихся на струе множественных шеек. В итоге кумулятивная струя распадается на отдельные безгра̀ди-

ентные элементы, в дальнейшем не меняющие свою длину, хотя расстояние между этими элементами непрерывно увеличивается. Важно отметить, что после разрушения струи ее элементы начинают разлетаться в радиальном направлении, что приводит к снижению пробивного действия.

Характер разрушения струй на отдельные элементы различен и зависит от свойств материала облицовки и от геометрических и кинематических характеристик самой струи (начальный радиус элементов R_{J0}, начальный градиент осевой скорости $\dot{\varepsilon}_{x0}$). Так, медные высокоградиентные струи разрываются на отдельные элементы удивительно закономерным образом. Для такого типа разрушения (пластического) характерно образование геометрически подобных отдельных элементов с развитыми шейками, радиус которых близок к нулю. Аналогичным образом происходит разрушение кумулятивных струй из никеля, ниобия, чистого алюминия.

На основе анализа размерностей был выделен определяющий параметр, ответственный за растяжеиие и разрушение струи:

$$\frac{Y_0}{\rho_0 \dot{\varepsilon}_{x0}^2 R_{J0}^2},$$

где Y_0 – предел текучести материала струи. Физически этот параметр характеризует отношение пластических и инерционных сил.

Иной характер имеет разрушение струй из других материалов. Кумулятивные струи из свинца, вольфрама разрушаются объемно. Разрыв струй, образованных из стальных облицовок, в большинстве случаев происходит без выраженной шейки, путем «квазихрупкого» отрыва.

Общее свойство всех материалов в условиях кумулятивной струи – их аномально высокая по сравнению со статическими условиями пластичность. Медные высокоградиентные струи после разрыва имеют общую длину элементов, примерно в 10 раз превышающую начальную длину неразорванной кумулятивной струи. Некоторые участки струи испытывают еще большие удлинения до разрыва. Например, для некоторых участков ниобиевых струй значение коэффициента предельного удлинения может достигать $n_b = 26$. Именно за счет аномально высокой пластичности материалов в условиях растягивающейся кумулятивной струи обеспечивается значительная длина струи к моменту ее взаимодействия с преградой, и именно этим обстоятельством объясняется высокая пробивная способность кумулятивных зарядов.

Проникание кумулятивной струи в преграду. В процессе проникания кумулятивной струи в преграду (сталь, алюминий, бетон и т.п.) величина давления, возникающего на границе между материалами струи и преграды, на один, два порядка превосходит прочностные характеристики преграды. Это относится к тем частям кумулятивной струи, которые имеют скорость $V_J > 4$ км/с. В этом случае прочностью струи и преграды можно пренебречь.

Рассмотрим приближенную теорию проникания элемента кумулятивной струи в гомогенную преграду. Обозначим длину элемента – l, его начальную скорость – V_J, плотность ρ_J, скорость проникания в преграду – u_x, начальную плотность преграды – ρ_T.

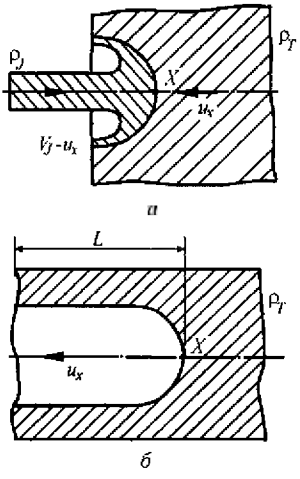


Рис. 2.33. Схема проникания элемента кумулятивной струи в системе координат связанной с границей проникания

Под действием высокого давления на границе раздела между струей и преградой (рис. 2.33) кумулятивная струя «срабатывается», и ее материал растекается в направлении, обратном скорости ее движения. Материал преграды также «уходит» из зоны высокого давления, причем часть этого материала выносится вместе со струей к свободной поверхности преграды, а другая часть перемещается из зоны образующейся пробоины.

В системе координат, где неподвижной является граница между струей и преградой, скорость элемента кумулятивной струи равна $V_J - u_x$, а скорость преграды – u_x. Время «срабатывания» (около точки X) элемента кумулятивной струи и образования пробоины глубиной L

$$t_L = \frac{L}{u_x} = \frac{l}{V_J - u_x}. \qquad (2.26)$$

Отсюда получим формулу для определения глубины пробития:

$$L = l\frac{u_x}{V_J - u_x}. \qquad (2.27)$$

На основе этой зависимости могут быть построены приближенные формулы для различных моделей как несжимаемой, так и сжимаемой жидкости, а также в первом приближении можно учесть влияние прочности на процесс проникания.

Рассмотрим случай, когда материалы кумулятивной струи и преграды являются идеальными несжимаемыми жидкостями. Поскольку процесс проникания, изображенный на рис. 2.33, стационарный, для него справедливо уравнение Бернулли

$$\frac{\rho_J (V_J - u_x)^2}{2} + p_J = \frac{\rho_T u_x^2}{2} + p_T = p_x \ , \qquad (2.28)$$

где p_J, ρ_J – начальные давление и плотность струи; p_T, ρ_T – начальные давление и плотность преграды; p_x – давление в точке X на границе струя – преграда, где скорости струи н преграды равны нулю. Так как $p_x >> p_J$ и $p_x >> p_T$, при $p_J = p_T$ из уравнення (2.28) получим

$$\rho_J (V_J - u_x)^2 = \rho_T u_x^2 . \qquad (2.29)$$

Отсюда

$$\frac{u_x}{V_J - u_x} = \sqrt{\frac{\rho_J}{\rho_T}} = \mu . \qquad (2.30)$$

Давление н скорость проникания идеальной несжимаемой струи в идеальную несжимаемую преграду:

$$p_x = p_T + \frac{\rho_T u_x^2}{2}; \qquad u_x = \frac{\mu V_J}{1+\mu} . \qquad (2.31)$$

На основе (2.27) и (2.31) получим формулу для определения глубины пробития:

$$L = l\sqrt{\frac{\rho_J}{\rho_T}} = l\mu . \qquad (2.32)$$

По этой формуле глубина пробития зависит только от длины струи, плотности струи и преграды, и не зависит от скорости струи V_J, сжимаемости материалов струи и преграды и их прочности.

2.5. ИНЖЕНЕРНАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНОГО ЗАРЯДА

Рассмотрим метод, разработанный Л.П. Орленко и предназначенный для оперативного расчета основных параметров кумулятивных зарядов с коническими облицовками, обеспечивающих формирование высокоскоростных и высокоградиентных кумулятивных струй. Расчетная схема функционирования кумулятивного заряда показана на рис. 2.34. Здесь *1* – точка инициирования заряда, *2* – продукты детонации, *3* – фронт детонационной волны, *4* – заряд ВВ, *5* – кумулятивная облицовка, *6* – наружная оболочка заряда (корпус), 7 – преграда. Предполагается, что с момента подхода к вершине кумулятивной облицовки фронт детонационной волны является плоским и далее распространяется в направлении оси симметрии заряда. Кумулятивная струя формируется последовательно, начиная с элементов, лежащих у вершины кумулятивной облицовки.

Процессы схлопывания кумулятивной облицовки и формирования кумулятивной струи могут быть рассчитаны приближенно. Для этого введем систему координат, исходящую из точки 0, расположенной на некотором удалении от геометрической вершины облицовки так, как это показано на рис. 2.34. Далее разобьем облицовку по высоте h на n в общем случае неравных сечений плоскостями, перпендикулярными оси симметрии заряда, и рассмотрим последовательность расчета произвольного элемента кумулятивной облицовки высотой Δz_i. При расчете элемент, имеющий форму усеченного конуса, заменяется цилиндрическим элементом с соответствующими размерами. Среднюю по толщине скорость схлопывания i-го элемента облицовки можно определить по формуле

$$V_{0i} = 0{,}5\chi_i D\sqrt{\frac{\beta_i}{\beta_i + 2}}, \qquad (2.33)$$

где $\beta_i = m_{ai}/M_i$ – коэффициент нагрузки; m_{ai}, M_i – активная масса заряда ВВ и метаемая масса облицовки в i-сечении. Понятие активной массы введено для того, чтобы учесть потери энергии ВВ при метании облицовки. Коэффициент χ_i учитывает отклонение принятой модели метания от реально происходящего процесса схлопывания. В первом приближении $\chi_i = 1$ для показателя изоэнтропы продуктов детонации $k = 3$ и $\chi_i = 1{,}2$ для $k = 2{,}55$. Активная масса m_{ai} может быть вычислена по формуле

$$m_{ai} = \frac{m_i}{2}\left(1 + \frac{M_{ki} - M_i}{M_i + M_{ki} + m_i}\right), \qquad (2.34)$$

где m_i, M_{ki} – массы ВВ и наружной оболочки заряда в рассчитываемом сечении, причем, если наружная оболочка у кумулятивного заряда отсутствует ($M_{ki} = 0$), то

$$m_{ai} = \frac{m_i^2}{2(M_i + m_i)}.$$

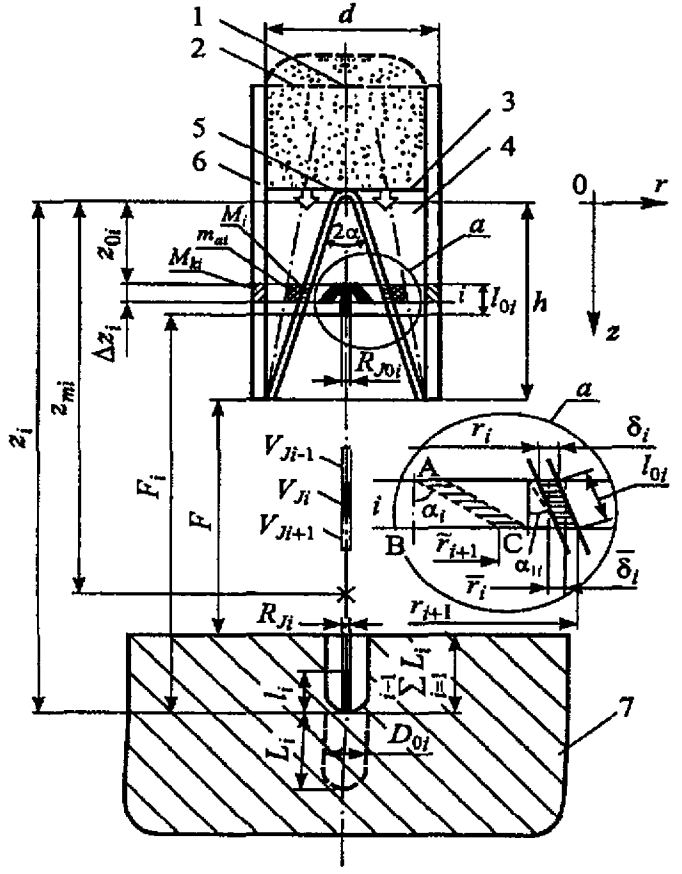


Рис. 2.34. Схема расчета параметров функционироваиия кумулятивного заряда: *а* – к определению скорости и угла схлопывания *i*-го элемента кумулятивной облицовки

При $M_{кi} \to \infty$ величина активной массы равна $m_{ai} = m_i$. С практической точки зрения значение m_{ai}, близкое к m_i, достигается при $M_{кi} = 10M_i$.

Величина β_i определяется геометрией кумулятивного заряда и уменьшается от вершины к основанию кумулятивной облицовки, поскольку при этом m_{ai} уменьшается, а M_i увеличивается. Синхронно с уменьшением коэффициента нагрузки β_i уменьшается и скорость схлопывания элементов облицовки V_{0i}. Однако в реальном случае некоторые элементы, расположенные у вершины облицовки, не успевают разогнаться до величины, определяемой формулой (2.33), которая этого обстоятельства не учитывает. В связи с тем, что для разгона элемента облицовки до требуемой скорости необходимо некоторое расстояние (как правило, это расстояние равно 2-3 толщинам элемента облицовки), часто в реальных кумулятивных зарядах верхнюю часть конуса срезают и получают облицовку с центральным отверстием у вершины.

Отметим еще одно обстоятельство, которое имеет место при схлопывании цилиндрического элемента облицовки массой M_i, характеризуемого средними значениями внутреннего $\overline{r}_i = (r_i + r_{i+1})/2$ и наружного $\overline{r}_i + \overline{\delta}_i$ радиусов, где $\overline{\delta}_i = (\delta_i + \delta_{i+1})/2$ – средняя толщина элемента облицовки (см. рис. 2.34, часть *а*). Когда элемент под действием продуктов детонации начинает движение к центру симметрии, его наружная и внутренняя границы будут двигаться с разными скоростями, поскольку толщина кольца с течением времени постепенно увеличивается. Отношение скорости внутренней поверхности цилиндрического элемента V_{Bi} к скорости его наружной поверхности V_{Ai} можно приближенно определить из следующих соображений. В момент схлопывания i-го элемента облицовки на оси симметрии заряда его внутренний раднус равен нулю, а наружный $\overline{\delta}_{ki}$. Из условия несжимаемости материала облицовки имеем

$$\left(\overline{r}_i + \overline{\delta}_i\right)^2 - \overline{r}_i^2 = \overline{\delta}_{ki}^2 .$$

Тогда

$$t = \left(\overline{r}_i + \overline{\delta}_i - \overline{\delta}_{ki}\right)/V_{Ai} = \overline{r}_i / V_{Bi}$$

или

$$\mu_i = \frac{V_{Bi}}{V_{Ai}} = \frac{\overline{r}_i}{\overline{r}_i + \overline{\delta}_i - \overline{\delta}_{ki}} . \qquad (2.35)$$

Так как $\bar{\delta}_{ki} > \bar{\delta}_i$, то $V_{Bi} > V_{Ai}$, т.е. средняя скорость внутренней поверхности облицовки больше средней скорости ее наружной поверхности. Если принять линейное распределение скорости по толщине облицовки $V_{0i} = (V_{Ai} + V_{Bi}) / 2$, то с учетом соотношения (2.35) получим

$$V_{Bi} = \frac{2\mu_i V_{0i}}{1+\mu_i}.$$

Скорость, масса и энергия элемента кумулятивной струи определяются по формулам гидродинамической теории кумуляции:

$$V_{Ji} = V_0 \operatorname{ctg}\left(\frac{\alpha_i}{2}\right), \quad M_{Ji} = M_i \sin^2\left(\frac{\alpha_i}{2}\right), \quad E_{Ji} = \frac{M_{Ji} V_{Ji}^2}{2}, \qquad (2.36)$$

где α_i – угол схлопывания i-го элемента кумулятивной облицовки (см. треугольник на рис. 2.34 часть *а*). Его изменение зависит от следующих причин.

Сначала детонационная волна подходит к верхнему сечению i-го элемента, определяемому координатой z_{0i}, а затем за время $\Delta t_i = \Delta z_i / D$ проходит весь элемент. За этот промежуток времени сечение элемента z_{0i} успевает переместиться к оси на расстояние $\bar{V}_{0i} \Delta t_i$, где $\bar{V}_{0i} = (V_{0i-1} + V_{0i})/2$, а сечение $z_{0i} + \Delta z_i$ остается неподвижным. В результате наклон текущего элемента кумулятивной облицовки изменится и составит угол α_{1i} (см. рис. 2.34, часть *а*), который можно определить из уравнения $\operatorname{tg}(\alpha_{1i}) = \operatorname{tg}(\alpha) + \bar{V}_{0i} / D$. По мере дальнейшего движения элемента облицовки его наклон к оси заряда будет продолжать увеличиваться и к моменту начала формирования i-го элемента струи составит угол α_i, определяемый соотношением

$$\operatorname{tg}(\alpha_i) = \frac{\bar{r}_{i+1}}{\Delta z_i} = \left[r_{i+1} - \bar{V}_{0i+1}\left(\frac{r_i}{\bar{V}_{0i}} - \Delta t_i\right)\right]\frac{1}{\Delta z_i}, \qquad (2.37)$$

где выражение $\bar{V}_{0i} = (V_{0i-1} + V_{0i})/2$ определяет скорость перемещения верхней границы, а $\bar{V}_{0i+1} = (V_{0i} + V_{0i+1})/2$ – скорость нижней границы i-го элемента. Для расчета угла схлопывания первого и последнего элементов можно приближенно принять $\bar{V}_{01} \approx V_{01}$, $\bar{V}_{0n+1} \approx V_{0n}$.

Начальная длина элемента струи l_{0i} принимается равной длине образующей элемента кумулятивной облицовки, причем в общем случае (при непропорциональном делении облицовки на элементарные сечения) $l_{0i} \neq \text{const}$. За время полета элемент удлиняется на величину Δl_i под действием сил, вызванных наличием значительных градиентов осевых составляющих скоростей, и на расстоянии $F_i = z_i - z_{0i} - l_{0i}$ от места образования удлинение элемента струи можно определить следующей зависимостью:

$$\Delta l_i = l_{0i} \frac{F_i}{V_{Ji}} \text{grad} V_{Ji} = l_{0i}(t_i - t_{0i})\dot{\varepsilon}_{z0i}, \qquad (2.38)$$

где $\text{grad} V_{Ji} = \dot{\varepsilon}_{z0i} = 0{,}5(V_{Ji-1} - V_{Ji+1})/l_{0i}$ – начальный градиент осевой скорости; t_i – текущее время, отсчитываемое от момента подхода фронта детонационной волны к началу выбранной системы координат (точка 0 на рис. 2.34); t_{0i} – момент образования i-го элемента струи $t_{0i} = z_{0i}/D + r_i/\overline{V}_{0i} + l_{0i}/V_{Ji}$.

Тогда полная текущая длина элемента кумулятивной струи

$$l_i = l_{0i} + \Delta l_i \leq n_{bi} l_{0i}, \qquad (2.39)$$

где n_{bi} – коэффициент предельного удлинения элемента кумулятивной струи.

Коэффициент предельного удлинения кумулятивной струи может быть определен из эмпирического уравнения

$$n_{bi} = A_e + B_e R_{J0i} \dot{\varepsilon}_{z0i}, \qquad (2.40)$$

где A_e и B_e – коэффициенты, определяемые экспериментально для коикретного материала кумулятивной облицовки (табл. 2.2); $R_{J0i} = \sqrt{M_{Ji}/(\pi l_{0i}\rho_J)}$, $\dot{\varepsilon}_{z0i}$ – начальные значения радиуса и градиента скорости вдоль кумулятивной струи.

Таблица 2.2

Экспериментальные значения коэффициентов предельного удлинения n_b для некоторых материалов

Материал	A_e	B_e с/км
Алюминий	1,5	12,2
Медь	1,8	15,2
Никель	1,8	14,0
Ниобий	2,4	17,7
Сталь 20	1,6	8,0
Тантал	2,2	18,0
Цирконий	1,5	25,9

Максимальио возможная длина элемента струи l_{mi} определяется соотношеиием $l_{mi} = n_{bi}\, l_{0i}$. Это условие определяет время t_{mi} и осевую координату z_{mi} разрыва i-го элемента (отмечена крестиком на рис. 2.34), причем, так как

$$l_{mi} = l_{0i} + \frac{1}{2}(t_{mi} - t_{0i})(V_{Ji-1} - V_{Ji+1}),$$

то

$$t_{mi} = t_{0i} + \frac{2(l_{mi} - l_{0i})}{(V_{Ji-1} - V_{Ji+1})} = t_{0i} + 2l_{0i}\frac{(n_{bi} - 1)}{(V_{Ji-1} - V_{Ji+1})}, \qquad (2.41)$$

$$z_{mi} = z_{0i} + (t_{mi} - t_{0i})\, V_{Ji}.$$

Очевидно, что если $z_{mi} - z_{0i} - l_{oi} < F_i$ (рис. 2.34), текущий элемент струи разрывается до начала момента проникания. В противном случае элемент виедряется в преграду в неразорванном состоянии. Отметим также, что для расчета зиачеиий градиента осевой составляющей скорости вдоль кумулятивной струи, входящего в формулы (2.38), (2.40), (2.41), для первого и последнего элементов необходимо приближенио принять $V_{J0} = V_{J1}$, $V_{Jn-1} = V_{Jn}$.

Глубина (L_i) и скорость проникания (u_{xi}) i-го элемента в преграду определяются, с учетом (2.26) и (2.28), по гидродииамической теории:

$$L_i = \zeta_i l_i \sqrt{\frac{\rho_J}{\rho_T}}, \qquad (2.42)$$

$$u_{xi} = V_{Ji}\frac{\sqrt{\rho_J/\rho_T}}{\left(\sqrt{\rho_J/\rho_T} + 1\right)}, \qquad (2.43)$$

где $\zeta_i = \left(V_{Ji} - V_J^*\right)/V_J^*$ – экспериментальный коэффициент, учитывающий влияние скорости иа глубину пробития; V_J^* – критическая скорость пробития (табл. 2.3), причем при $V_{Ji} < V_J^*$ имеем $\zeta_i = 0$, а при $V_{Ji} \geq 4$ км/с имеем $\zeta_i = 1$.

Таблица 2.3

Зависимость критической скорости пробития кумулятивной струи от твердости преграды и материала кумулятивной облицовки

Материал преграды	Материал кумулятивной облицовки	V_J^*, м/с
Сталь закаленная, HRC 50	Сталь	2200
Сталь, НВ = 125	Сталь	2050
Сталь, НВ = 125	Дюралюминий	3300
Дюралюминий, НВ = 115	Дюралюминий	2900
Сталь прочная	Медь	3000
Бетои	Медь	1500
Песок	Медь	1000
Мрамор	Медь	1600
Известняк	Медь	1500
Песчаник	Медь	1300
Бетон	Сталь	1900
Лед	Медь	1800
Грунт мерзлый	Сталь	1000

Итоговая глубина пробития кумулятивного заряда по гомогенной преграде на «фокусном» расстоянии F_m определится по формуле

$$L = \sum_{i=1}^{n} L_i \,.$$

Диаметр пробоины в преграде может быть рассчитаи по приближенной зависимости, полученной в предположении пропорциональности кинетической энергии элемента струи E_{Ji} работе деформирования, необходимой для образования цилиндрической каверны диаметром D_{0i} и длиной L_i, т.е.

$$D_{0i} = \sqrt{\frac{4E_{Ji}}{\pi A_W L_i}} \,. \qquad (2.44)$$

Здесь A_W – удельная работа вытеснения единицы объема материала преграды, определяемая по экспериментальиым даиным (табл. 2.4).

Таблица 2.4

Физико-механические характеристики металлов мишеней по экспериментальным данным

Материал мишени	Технически чистое железо	Дюралюминий	Медь	Алюминий	Свинец
Плотность материала мишени, г/см^3	7,85	2,80	8,90	2,70	11,34
Твердость по Бринеллю материала мишени H_B, ГПа	0,90	1,10	0,45	0,30	~0,05
Динамическая твердость материала мишени H_D, ГПа	2,00	1,40	0,72	0,56	~0,08
Удельная работа вытеснения объема A_W, ГПа	2,80	2,20	1,20	0,83	~0,1

На рис. 2.35 представлен пример расчета лабораторного заряда диаметром d = 50 мм. Конструктивные параметры заряда принимались следующими: $2\alpha_0 = 50°$; d_0 = 45 мм; h = 48 мм; δ_1/δ_2 = 0,7/1,4 мм/мм, где δ_1, δ_2 – толщина кумулятивной облицовки у вершины и основания соответственно; F = 240 мм; $\rho_{ВВ}$ = 1,65 г/см^3; D = 8,1 км/с. Полученные кривые иллюстрируют изменение характеристик функционирования заряда в зависимости от осевой координаты облицовки z_{0i}: 1 – скорости схлопывания V_{0i}; 2 – скорости кумулятивной струи V_{Ji}; 3 – энергии кумулятивной струи, представленной в безразмерном виде $\bar{E}_{Ji} = E_{Ji} / E_{J\max}$; 4 – угла схлопывания α_i; 5 – глубины пробития заряда L_i.

Изложенная методика напрямую не учитывает влияния технологических факторов, обусловленных структурными особенностями состава ВВ и материала облицовки, точностью изготовления составных элементов и сборки изделия в целом, на характеристики действия кумулятивного заряда. Однако косвенным образом это влияние учтено экспериментальными коэффициентами, например, параметрами величины предельного удлинения струи A_e и B_e; величиной критической скорости V_J^*; значением удельной работы вытеснения единицы объема материала преграды A_W. Данная методика не учитывает также влияния сжимаемости, прочностных свойств и неоднородности физико-механических параметров реальной преграды.

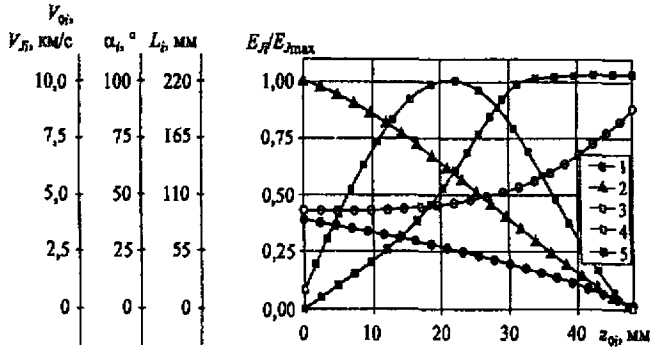


Рис. 2.35. Изменение характеристик функционирования кумулятивного заряда в зависимости от осевой координаты облицовки z_{0i}: *1* – скорости схлопывания V_{0i}; *2* – скорости кумулятивной струи V_{Ji}; *3* – энергии кумулятивной струи $\bar{E}_{Ji} = E_{Ji} / E_{Jmax}$; *4* – угла схлопывания α_i; *5* – глубины пробития заряда L_i

2.6. ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ КУМУЛЯТИВНОГО ЗАРЯДА НА ПРОБИВНОЕ ДЕЙСТВИЕ

Выбор конструктивных параметров и технологии изготовления КЗ, будь то заряд военного назначения или кумулятивный перфоратор для вскрытия нефтяных и газовых скважин, в каждом отдельном случае определяется конкретно поставленной задачей. При этом главными являются:

- тип и материал пробиваемой преграды;
- условия, в которых действует КЗ;
- задаваемые требования по глубине и диаметру образуемой в преграде пробоины и возможному запреградному действию.

Облицовка кумулятивной выемки. Важнейшим элементом КЗ, во многом определяющим его пробивную способность и запреградное действие, является облицовка кумулятивной выемки. В кумулятивных зарядах применяют одно- и многослойные облицовки. К многослойным обычно относят облицовки, состоящие из двух и более слоев, причем реальное распространение имеют первые, которые часто называют бислойными. Облицовки могут быть комбинированными, состоящими из разных составных частей, отличающихся материалом, толщиной, геометрической формой.

Для повышения пробивного действия КЗ основные направления совершенствования КО связывают с улучшением физико-механических, технологических и эксплуатационных свойств и структуры материала облицовки, оптимизацией геометрической формы и размеров облицовки, разработкой различных вариантов многослойных и комбинированных облицовок.

В кумулятивных зарядах широко используются однослойные металлические облицовки из материалов, обладающих высокой плотностью и пластичностью при больших скоростях деформирования. Наибольшее распространение получили медь, техническое железо и низкоуглеродистая сталь, как наиболее доступные материалы, формирующие высокоплотные сплошные монолитные струи с высокой пробивной способностью.

Выше уже отмечалось влияние атомно-кристаллической структуры металла – типа его кристаллической решетки, на условия формированиия кумулятивной струи. В частности, установлено, что наилучшее обжатие наблюдается у кумулятивных облицовок, изготовленных из металлов с кубической кристаллической решеткой (медь, железо, алюминий), плохое – из металлов с гексагональной решеткой (кадмий, кобальт, магний). Отмечается также зависимость между технологией изготовления, структурой и механическими свойствами облицовки и пробивной способностью кумулятивного заряда. Вместе с тем данные табл. 2.5 показывают, что медь, обычно применяемая при изготовлении КО, не обладает максимальными значениями параметров: скоростью головной части КС и ее плотностью, позволяющими однозначно предпочесть ее остальным.

Таблица 2.5

Характеристики материалов для облицовок кумулятивных зарядов

Материал	Плотность ρ_0, кг/м^3	Начальная скорость звука c_0, м/с	Максимальная скорость головной части КС V_1, м/с	
			Расчет	Эксперимент
Cu	8900	3980	9620	9800
Ni	8860	4630	10740	11400
Mo	10200	5190	11750	12100
Zr (сплав)	6490	3740	9220	9600
Al	2710	5100	11580	-
Ta	16460	3410	8670	-

Совершенно разные требования к материалу КО должны предъявляться и в зависимости от прочности пробиваемых преград. Так, например, близки друг к другу глубины кратеров, пробитых КЗ с облицовками из меди и циркониевого сплава, в преграде из алюминиевого сплава АМг6, причем объем кратера, образованного КС из меди, даже меньше. На менее прочных преградах, таких, например, как бетон или песок, КС из циркониевого сплава вообще получает преимущество: глубина пробития бетона на 5...10 %, а слоя песка на ~30 % выше. Вместе с тем при пробитии прочной стальной преграды преимущество КЗ с облицовками из меди по сравнению с облицовками из циркониевого сплава достаточно существенно.

Увеличение пробивной способности КЗ военного назначения связывают с применением облицовок из вольфрама и сплавов на его основе, а также облицовок из обедненного урана. Известны также решения, предлагающие для увеличения пробивной способности КЗ использовать облицовки из тантала и твердых сплавов на его основе, медных сплавов с добавлением благородных металлов (серебра, золота, платины).

Заряд взрывчатого вещества и корпус

Заряд ВВ. На пробивное действие КЗ оказывают влияние детонационные и энергетические характеристики используемого ВВ, определяемые его плотностью $\rho_{ВВ}$, скоростью детонации D и рядом других параметров. В целом использование более мощных ВВ в кумулятивном заряде позволяет при том же градиенте скорости вдоль КС увеличить толщину облицовки, что обеспечивает увеличение выхода металла из обжимающейся облицовки в струю, предельное растяжение струи до разрыва и соответствующее повышение пробивного действия при подрывах на увеличенных расстояниях от заряда до преграды.

При снаряжении КЗ прессованием наиболее часто используются флегматизированные гексоген и октоген, а в литьевых составах – сплавы тротила с гексогеном и октогеном. В последнее время широко применяются термопластичные и пластизольные взрывчатые составы, улучшающие качество изготовления заряда с кумулятивной облицовкой.

Форма заряда. На пробивное действие влияет также форма кумулятивного заряда. Наиболее распространенной формой является цилиндр, однако стремление к уменьшению массы ВВ без снижения эффективности поражающего действия требует оптими-

зации внешией формы зарядов ВВ, которая сводится к определеиию и сохранеиию «активной» массы заряда. Это может быть достигнуто при переходе от зарядов цилиндрической формы к цилиндроконической, причем если в исходном заряде имелась «линза» (узел управлеиия детонационным фроитом), то желательно не умеиьшать ее диаметр с целью сохранения пробивиого действия.

Корпус заряда. Предохраияя заряд ВВ от повреждеиий и вредного воздействия атмосферы, корпус является важнейшим конструктивным элемеитом повышеиия эффективности действия. Определяющим образом он влияет на детонационную способность заряда ВВ и коэффициент отбора облицовкой кумулятивной выемки энергии взрыва. Другая важная функция корпуса связана с возможностью управления геометрией фронта распространяющейся в заряде ВВ детонационной волны. Установлено, что при определенном сочетаиии свойств ВВ и материала корпуса наблюдаются интересные физические явления, связанные с влиянием материала корпуса на структуру фронта ДВ и детонационные характеристики ВВ. Например, в ряде работ американских и российских ученых показано, что при распространении детонации по заряду ВВ, ограниченному оболочкой из бериллия или высокомодульной керамики, имеющей скорость звука, превышающую скорость детоиации заряда ВВ, может изменяться скорость детонации и давление на детонационном фронте.

Узел управлеиия детонациоииым фроитом. Основные задачи, решаемые с помощью системы управления формой фронта ДВ, направлеиы на увеличение скорости обжатия облицовки кумулятивной выемки и синхронизацию процесса обжатия по длине образующей облицовки. Осиовными путями решения этих задач могут быть:

- использование специальных профилированных вставок – «линз» из инертных или экзотермически реагирующих материалов, установленных в заряде ВВ;
- создание воздушных или вакуумированных каналов или полостей;
- управлеиие детонационными характеристиками по длине и диаметру заряда;
- примеиение нетрадиционных схем иииициирования и режимов распространения детонациоиого процесса;
- переход от одно- к многоточечным системам инициирования детонации;
- и некоторые другие подходы.

Наиболее реальным с практической точки зрения является первый из указанных путей, связанный с применением линзовых узлов. Линзовый узел по сути выполняет функцию детонационного волнового генератора – преобразует первоначально расходящуюся ДВ в сходящуюся с тороидальной формой фронта (рис. 2.36). При точечном инициировании детонации в варианте конструктивного оформления КЗ без линзы (*а*), закономерности распространения детонационного фронта подчиняются законам геометрической оптики: волна детонации интерпретируется как регулярная сферическая поверхность, движущаяся с постоянной скоростью, направленной по нормали к фронту волны.

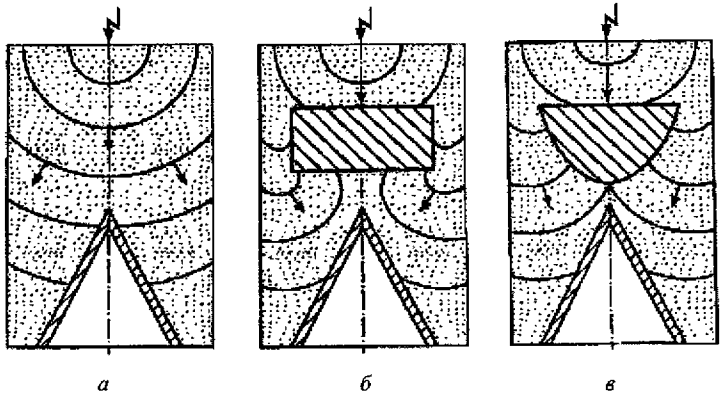


Рис. 2.36. Влияние геометрической формы линзы на форму фронта детонационной волны:
а – заряд без линзы; *б, в* – заряды с линзами разной формы

Наличие в заряде линзы из инертного материала приводит к искажению формы фронта детонационной волны.

Возможность формирования волны заданного профиля в конкретной конструктивной схеме КЗ связана с выполнением определенных требований, предъявляемых к геометрической форме и размерам экранирующей (дифракционной) линзы, ее материалу, способу крепления (установки) линзы в заряде, расстоянию от торцевой плоскости линзы заданной геометрии до вершины кумулятивной облицовки. При этом стабильность и эффективность действия КЗ определяется, во-первых, правильностью и симметричностью формы сходящегося детонационного фронта и, во-вторых, несовпадением (как смещением, так и перекосом) оси симметрии КО и оси симметрии детонационного фронта.

Геометрические параметры линзовых узлов определяются типом ВВ, материалом и формой линзы, а также выбранным методом снаряжения. Форма применяемых линз весьма разнообразна. Как правило, линза изготавливается из пластмассы, пресс-материала АГ-4В, пористых полимеров: жесткого пенопласта или эластичного микроячеистого пенополиуретана плотностью 0,6...0,8 г/см^3. Толщиина линзы из инертного материала выбирается из того расчета, чтобы ДВ, огибающая ее по ВВ, выходила на обращенную к вершине конуса кумулятивной выемки поверхность линзы раньше, чем УВ, проходящая через материал линзы, т.е. линза должна быть в этом случае невзрывопроводящей. В качестве перспективных материалов для изготовления невзрывопроводящих линз можно указать пористые конструкционные порошковые материалы: пеностекла, спеченные материалы на основе железа, меди или других металлов, гранулированные сплавы, высокопористые керамические материалы.

Технология изготовления кумулятивного заряда. Как показывают результаты многочисленных исследований, на эффективность КЗ существенно влияет технология его изготовления. Из практики применения КЗ военного и гражданского назначения известно, что современный достигаемый уровень пробития прочных стальных преград такими зарядами, изготовленными в серийном производстве по обычным традиционным технологиям и с использованием традиционных материалов КО и ВВ, не превышает 6 диаметров заряда. Вместе с тем при повышении точности изготовления КЗ, выполнении всех требований по качеству материала КО и заряда ВВ, использовании перспективных ВВ и методов снаряжения КЗ, отработке узлов инициирования и управления детонационным фронтом вполне достижим уровень пробивного действия в 8...10 диаметров заряда. Наконец, для идеально точно изготовленных зарядов предсказывается глубина пробития стальной преграды в 12 калибров.

Зависимость глубины пробития от точности изготовления отдельных деталей и сборки конструкции обусловлена тем, что технологические погрешности, появление которых неизбежно в условиях производства, непосредственно влияют на симметрию процесса обжатия КО при взрыве заряда ВВ и соответственно на симметрию формирования и движения кумулятивной струи.

Анализ закономерностей влияния технологических погрешностей на пробивное действие КЗ позволяет выделить два основных механизма: искривление оси КС и раннее разрушение в осевом на-

правлении. Искривленная КС обладает пониженной пробивной способностью, поскольку значительная часть ее кинетической энергии непродуктивно расходуется на расширение формируемой каверны за счет эффекта «намазывания» элементов струи на боковые стенки каверны или даже непопадания в нее в процессе последовательного движения элементов. Раннее разрушение КС при осевом растяжении также приводит к снижению пробивной способности КЗ, прежде всего за счет уменьшения общей длины кумулятивной струи.

Отвлекаясь от факторов внешнего характера, связанных с проявлением газодинамических воздействий на элементы КС в процессе их формирования и движения, можно выделить основные технологические факторы, определяющие поведение КС и влияющие на ее пробивную способность.

1. Разностенность (разнотолщинность) КО и корпуса.
2. Разностенность и разноплотность заряда ВВ.
3. Величина зерна материала кумулятивной облицовки.
4. Несоосность КО с разрывным зарядом ВВ.
5. Смещение инициирующего импульса и несоосность линзового узла с КО и разрывным зарядом ВВ.
6. Зазоры и перекосы между отдельными деталями (составными элементами) кумулятивного узла, возникающие при снаряжении и сборке кумулятивного заряда.

Получение количественных оценок влияния технологической наследственности на пробивное действие КЗ затруднено тем, что погрешности неоднозначно воздействуют на заряды различных конструкций и даже на различные части одних и тех же деталей кумулятивного узла.

Неидеальность детонационных процессов в кумулятивном заряде. Обычно принято связывать уменьшение пробития КЗ с их технологическим несовершенством. Однако и при высоком качестве изготовления заряда иногда наблюдается резкое уменьшение пробития, особенно при низких температурах окружающей среды. Процессы, имеющие отношение к снижению пробития, в этом случае связаны с неидеальностью детонационных процессов, особенно при слабом инициировании (рис. 2.37). К состав-

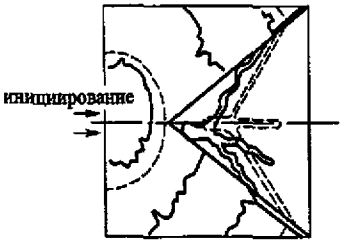


Рис. 2.37. Асимметрия детонационного фронта

ляющим неидеальности детоиационных процессов следует отнести:

• затянутость перехода инициирующей ударной волны (ИУВ) в детонационную;

• приобретаемую продольно-поперечную неустойчивость детонационного фронта (ДФ);

• сохранение врожденных и геиерируемых особенностей структуры течения за ДВ на значительных расстояииях от места их возникиовения;

• неидеальность процесса передачи – отбора энергии продуктов взрыва облицовкой при иеидеальном энерговыделении за фронтом ДВ.

Все перечисленные факторы особенно ярко проявляются при слабом инициировании, когда ИУВ сложным образом во времени и пространстве траисформируется в детонационную.

Причины появления фронтально-поперечной неустойчивости движения детонационной волны. В зависимости от степени идеальности (неидеальиости) детоиационного процесса преобладающими могут быть те или иные причины появления фронтально-поперечной неустойчивости. Основные из них:

• фронтальная неустойчивость при переходе ИУВ в детонационную;

• структурио-реологическая неоднородность заряда, а следовательно, и энерговыделения;

• амплитудно-временные характеристики инициирования детонации;

• появление зон десенсибилизации ВВ;

• резкие изменения направления движения детонационного фронта в условиях, близких к пределу распространения детонации.

Возможна и комбинация нескольких причин появления иеустойчивости. Хорошо известны и изучены системы с так называемой заложенной природной неустойчивостью, например система нитрометан-ацетон, для которой ДФ пульсирует, что определяет единственную возможиость его распространения. Особенно следует подчеркнуть, что данные эффекты неустойчивости наблюдаются при слабом иинициировании.

Продольно-поперечная неустойчивость инициирующих ударных волн. Для прессованных зарядов тэна, гексогена и октогеиа, флегматизированных воскоподобными веществами (массовое содержаиие 5...15 %), при эволюции плоскосимметричных и расхо-

дящихся ИУВ вблизи критических условий возбуждения детонации, а также сходящихся ИУВ с формой, близкой к конической, на участках нарастания скорости фронта проявляется продольно-поперечная неустойчивость. Размеры возникающих неоднородностей на порядок превышают неоднородности стационарных детонационных фронтов, обнаруженных в жидких ВВ. На рис. 2.38 показаны схемы зарядов и фоторегистраций, полученных с помощью систем кольцевых и линейных щелевых диафрагм на торцах зарядов Стрелками «ПИ» на рисунке показаны поверхности инициирования, представляющие собой: весь торец таблетки ВВ; пятно диаметром в несколько миллиметров у оси заряда; узкую кольцевую поверхность по периферии заряда с конической выемкой.

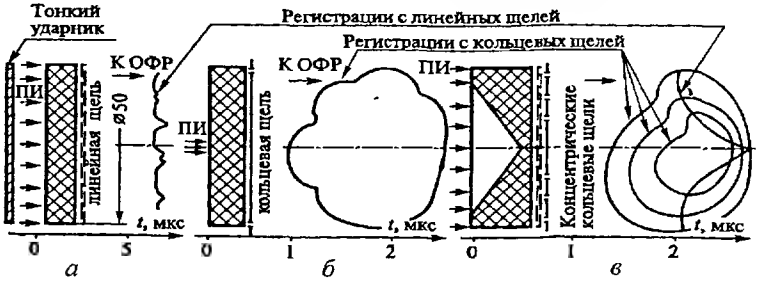


Рис 2.38 Типичные фронтальные нерегулярности

Появление нерегулярностей свидетельствует о существовании на фронте ИУВ локальных впадин, вероятность которых особенно высока в случае прессования таблеток с большим отношением диаметра к высоте.

По мере увеличения расстояния, пройденного ИУВ со скоростью, равной скорости установившейся детонации, неоднородности сглаживаются. Однако на глубинах, превышающих возникновение стационарной детонации, высока вероятность локальных неоднородных разрушений с топографией, характерной для формы негладкой ИУВ в зоне перехода ее в детонацию.

2.7. ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ПРИМЕНЕНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ БОЕПРИПАСОВ НА ИХ ДЕЙСТВИЕ

Эффективность действия кумулятивных боеприпасов во многом определяется условиями, в которых они функционируют, конструкцией и свойствами мишеней, которые они поражают. Рассмотрим, как влияет расстояние между зарядом и мишенью в момент срабатывания и как влияет вращение боеприпаса на эффективность поражающего действия.

Фокусное расстояние. Как уже говорилось, глубина пробития преграды кумулятивной струей зависит от расстояния между зарядом и преградой. Расстояние от кумулятивного заряда до преграды, при котором достигается максимальная глубина пробития, называется «фокусным расстоянием».

Фокусное расстояние определяется конструкцией заряда, точностью его изготовления, а также характеристиками преграды, в частности, ее плотностью. Фокусное расстояние возрастает при увеличении угла раствора кумулятивной облицовки, повышении мощности заряда ВВ, увеличении плотности материала преграды и точности изготовления кумулятивного заряда.

Рассмотрим причины, влияющие на изменение фокусного расстояния. Как известно, в процессе движения КС растягивается и при достижении определенного удлинения, разрушается на отдельные элементы. Вследствие несовершенства технологии изготовления заряда кумулятивная струя не является идеальной и не перемещается строго по оси, а рассеивается в телесном угле, составляющем для современных кумулятивных зарядов 0,5...1,5°. После разрушения КС на элементы последние получают боковой импульс из-за несимметричности КС, что, в свою очередь, приводит к увеличению углового рассеивания. Соответствующий вклад в этот процесс дают и аэродинамические силы, действующие на элементы струи, которые после разрыва вращаются относительно центра

масс, что отчетливо просматривается на рентгенограммах. При угловом рассеивании происходит взаимодействие струи со стенками сформированного кратера с потерей пробивного действия – часть струи просто «намазывается» на стенки кратера. Для идеальных кумулятивиых зарядов, изготовлениых без отклоиений от размеров, такое «иамазывание» должио отсутствовать. Чем больше допуски на изготовление кумулятивного заряда (разностенность облицовки, разноплотиость заряда ВВ и т.п.), тем сильиее проявляется этот эффект. В этом случае увеличивается число элементов кумулятивной струи, которые проникают в преграду несоосио. Это обстоятельство приводит к умеиьшению фокусиого расстояния.

Чем точнее изготовлен кумулятивный заряд, тем больше у него фокусное расстояние и соответственио величина пробития мишеии. Если для обычных КЗ с коническими медными облицовками фокусиое расстояиие составляет ~ (1...4)d, то для прецизионных зарядов оно достигает ~ (6...8)d.

Изменение фокусного расстояиия во миогом определяется процессом разрыва кумулятивной струи. Для высокоскоростных высокоградиеитных струй экспериментально установлена пропорциоиальиость времеии существоваиия монолитной струи (от момента образования и до разрыва на элементы) ее начальиому диаметру. При этом головиые части струи, имеющие меиьший начальный диаметр, разрушаются раньше, чем хвостовые. Однако головные части струи до разрыва успевают пройти большее расстояние от торца заряда. На основе анализа процесса разрыва КС в зависимости от параметров облицовки и свойств ВВ можно объяснить причииы изменения фокусного расстояиия. При уменьшении угла раствора конуса уменьшается масса облицовки, переходящая в КС, и соответственно, – диаметр струи и время ее разрыва. При этом глубина самой выемки возрастает, а струя, образованная такими высокими облицовками, разрушается на расстояниях от торца заряда, меньших, чем струя, образоваиная иизкими облицовками (с большими углами раствора конуса).

Влияиие вращеиия иа кумулятивиый эффект. Известно, что пробивное действие вращающихся кумулятивиых боеприпасов существенно ниже, чем иевращающихся. С повышением угловой скорости вращеиия боеприпаса отрицательное влияние вращательного движения усиливается. Это объясняется тем, что в силу сохранеиия количества движения элементы струи будут иметь угловую скорость, определяемую моментом количества движения соот-

ветствующего элемента облицовки относительно оси вращения его при схлопывании.

Максимальная угловая скорость струи определяется выражением

$$\omega_J = \omega_0 \left(\frac{R_0}{R_S} \right)^2,$$

где ω_0 – угловая скорость вращения снаряда; R_0 – радиус основания кумулятивной облицовки; R_S – радиус основания песта после его полного обжатия. Если учесть, что скорость вращения снарядов при выходе из канала ствола нарезного орудия составляет примерно 20000 об/мин, то нетрудно представить, какие центробежные силы будут иметь место при обжатии кумулятивной облицовки при формировании кумулятивной струи. При этом даже небольшие погрешности изготовления кумулятивного заряда приведут к нарушению симметрии процесса формирования кумулятивной струи, что и является основной причиной распада струи вдоль оси на две или несколько частей, более быстрого, чем без вращения разрыва ее на отдельные элементы, и к другим видам разрушений. При дальнейшем движении кумулятивной струи под действием центробежных сил скорость разлета ее фрагментов в радиальном направлении увеличивается, что и приводит к потере пробиваемости.

2.8. ФОРМИРОВАНИЕ И ДЕЙСТВИЕ КОМПАКТНЫХ ПОРАЖАЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Эффективное действие рассмотренных выше кумулятивных зарядов проявляется лишь на небольших расстояниях до цели (примерно 5...7 диаметров заряда). Для обеспечения дальнобойного кумулятивного действия используются специальные кумулятивные заряды с металлическими облицовками малого прогиба – так называемые снарядоформирующие заряды, или СФЗ.

Одним из типов дальнобойных элементов, формируемых при взрыве такого кумулятивного заряда, является «ударное ядро», в котором пест и струя, разделяющиеся у классического кумулятивного заряда, представляют собой единое целое. Вследствие этого начальная скорость такого элемента ниже, чем средняя скорость кумулятивной струи, и достигает 3,5...5,0 км/с. Однако масса «ударного ядра» значительно больше массы кумулятивной струи и может составлять до 95 % исходной массы облицовки. Можно до-

биться, чтобы при движении на траектории ударное ядро сохраняло ту форму, которую оно получило в процессе взрыва заряда.

Как правило, компактные поражающие элементы получаются из низких конических и полусферических облицовок, для которых отношение высоты к диаметру основания ее внутренней (направленной к преграде) поверхности $h/d < 0{,}3$. В свою очередь, поражающие элементы могут быть удлиненными, разрушающимися в полете на несколько фрагментов, и компактными, способными сохранять свою сплошность при полете на большие расстояния. Первые обычно формируются при условии $0{,}2 < h/d < 0{,}3$, а вторые – при $h/d < 0{,}2$.

В зависимости от конструктивных параметров заряда при формировании компактного поражающего элемента может реализовываться несколько механизмов. К основным механизмам относят «выворачивание», «натекание» и «сворачивание». Однако гораздо чаще реализуются режимы, сочетающие в себе основные. На рис. 2.39 показаны основные и комбинированные механизмы формирования компактных ПЭ.

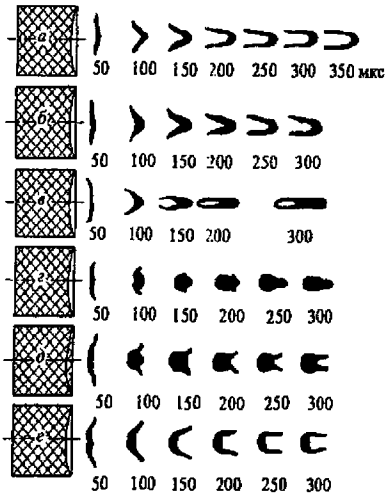


Рис. 2.39. Основные (*а*, *г*, *е*) и комбинированные (*б*, *в*, *д*) механизмы формирования компактных ПЭ: *а* – выворачивание; *б*, *в* – выворачивание и натекание; *г* – натекание; *д* – натекание и сворачивание; *е* – сворачивание

Следует отметить, что формирование представляющих наибольший интерес, с точки зрения повышения уровня пробития преграды, удлиненных ПЭ с относительным удлинением, большим l_E/d_E, осуществляется, как правило, с помощью деформационных механизмов выворачивания или сворачивания. Здесь l_E и d_E – длина и диаметр ПЭ соответственно. При этом обычно используются сегментные облицовки малого прогиба, центральная часть которых перпендикулярна оси симметрии, что позволяет при взрывном нагружении сообщать ей лишь осевую составляющую скорости и исключать проявление негативных эффектов, свойственных натеканию.

Наиболее подробную информацию о характере взрывного нагружения облицовки и последующем ее инерционном деформировании можно получить с использованием численного моделирования. При этом очень высокие требования предъявляются к моделям, описывающим поведение материалов, поскольку даже небольшие погрешности в описании материалов приведут к значительным отклонениям формы полученных компактных ПЭ.

Рассмотрим процесс деформации металлической облицовки малого прогиба сегментной формы, расположенной на торце цилиндрического заряда ВВ (рис. 2.40). На начальной стадии метания под действием продуктов детонации заряда ВВ каждый элемент облицовки приобретает определенную скорость, направленную к нормали поверхности облицовки. Из-за наличия вогнутости облицовка обжимается и выворачивается вследствие того, что высота активной массы кумулятивного заряда уменьшается от середины к краю облицовки и при этом соответственно уменьшается импульс сил давления, передаваемый продуктами детонации различным элементам облицовки. За счет действия сил вязкого трения и сил сопротивления упругопластическому деформированию материала облицовки происходит постепенное выравнивание скорости движения ее частиц.

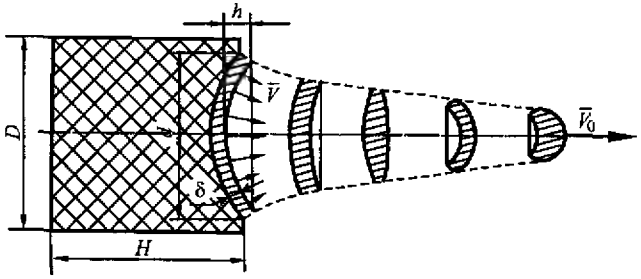


Рис. 2.40. Процесс формирования компактиого элемента типа «ударное ядро»

Существует определенный диапазон значений изменения относительных геометрических размеров металлической облицовки (рис. 2.40), в пределах которых компактный элемент не разрушается. Диапазоны изменения некоторых относительных величин определены опытным путем и заключены в интервалах $2 \le h/\delta \le 5$, $3 \le d/\delta \le 30$. При этом отношение высоты заряда к диаметру H/D не должно быть меньше 0,5.

Боеприпасы, формирующие при взрыве ударное ядро, обладают дальностью поражающего действия до 100 м и более. Поэтому вопросы, связанные с баллистикой ударного ядра, являются важными.

Многочисленные эксперименты показывают, что с достаточной для практики точностью в баллистических расчетах при оценке потери скорости ПЭ на траектории величину коэффициента лобового сопротивления таких элементов можно принимать равной единице.

Обладая большой массой и достаточно высокой скоростью, ударные ядра выбивают из брони значительное количество вторичных осколков большой массы, которые способны эффективно поражать жизненно важные агрегаты цели. На больших дальностях, достигающих десятков метров, ударные ядра способны пробивать броневые преграды толщиной (0,4...0,6) диаметра исходной облицовки.

2.9. ДЕЙСТВИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ БОЕПРИПАСОВ ПО СОВРЕМЕННОЙ ТАНКОВОЙ БРОНЕ

Характеристики современной танковой брони. Кумулятивные боеприпасы произвели достаточно резкий отрыв по поражающей способности в сравнении с защитными возможностями монолитной стальной брони. Они создали проблему, которую традиционными способами разрешить было невозможно из-за неприемлемого увеличения массы танка. Это обстоятельство дало толчок к разработке нового поколения танков (Т-64, Т-72, Т-80) с комбинированной лобовой броней, в составе которой были использованы наполнители типа стеклотекстолитов и керамики. Это позволило получить аномально высокие защитные противокумулятивные свойства в сравнении с предсказываемыми гидродинамической теорией М.А. Лаврентьева. Природа такой аномалии кроется главным образом в активном деструктивном воздействии на кумулятивную струю материала наполнителя, окружающего каверну. Оно реализуется как за счет высвобождения энергии, запасаемой наполнителем в процессе прохождения струи, так и за счет высвобождаемой внутренней энергии самого наполнителя в тех случаях, когда в качестве наполнителей используются стекло и керамика.

Следует отметить, что комбинированная лобовая броня советских танков 70-х годов не обеспечивала их защиту от всего наряда

кумулятивных средств поражения, а только от наиболее массовых в то время боеприпасов, таких, как кумулятивные снаряды к 105-мм танковым и противотанковым пушкам и кумулятивные гранаты. Соревнование танковой брони с противотанковыми боеприпасами именно такого рода продолжалось до начала 80-х годов. Дальнейшее совершенствование наполнителей обеспечило защиту и от кумулятивных снарядов 122-мм нарезных пушек.

В это же время в арсеналах всех стран происходило накопление противотанковых управляемых ракет с кумулятивными боевыми частями, бронепробивная способность которых в 1,2...1,5 раза выше, чем у кумулятивных снарядов, и соответственно превышала защитные возможности танковой брони.

К концу 70-х годов в Советском Союзе практически была отработана противокумулятивная броня, основанная на принципе контрвзрыва (так называемая динамическая защита), работы над которой были начаты еще в 50-е годы. Появление в ходе арабо-израильской войны 1982 года динамической защиты разработки доктора М. Хельда (танки типа М48, М60, состоявшие на вооружении армии Израиля), активизировало работы по ее внедрению. Только наличие полностью подготовленных технических, конструкторских и технологических решений позволило в рекордный срок, всего за один год, оснастить противокумулятивной динамической защитой (ДЗ) основной танковый парк Советского Союза. Установка ДЗ на танки Т-64А, Т-72А, Т-80Б, и без того обладавшие достаточно мощным бронированием, практически одномоментно обесценила существовавшие арсеналы противотанкового управляемого вооружения потенциальных противников.

Применение ДЗ инициировало во всем мире интенсификацию новых разработок в области противотанкового вооружения, т.е. по существу ознаменовало качественно новую ступень в соревновании снаряд – броня. Появилась реальная возможность воздействовать на внедряющееся поражающее средство так же активно, как до этого оно воздействовало на пассивную броню. Это был такой скачок по противокумулятивной стойкости, который не смогли преодолеть последовавшие модернизации ПТУР TOW-1 и даже TOW-2 большего калибра. Не смог решить задачу и БПС М829.

Качественно новые проблемы для разработчиков защиты создал технологический прорыв в области создания тандемных кумулятивных боеприпасов: TOW-2A, HOT-2T, PARS-3 и других, способных пробивать 1000...1250 мм стальной брони за навесной ДЗ.

Таидемные кумулятивиые боеприпасы включают два кумулятивиых заряда, расположенных соосно и работающих последовательиио. Броиепробития этих зарядов суммируются. Наряду с интенсификацией разработок боеприпасов для пробития лобовой защиты танков разрабатываются концепции вывода танков из строя иетрадициониыми способами. Увеличивается мощь и расширяется номенклатура относительно иового класса боеприпасов на принципе удариого ядра, предиазначеиных для поражения танка со стороны тоикоброииых проекций: крыши, бортов, днища.

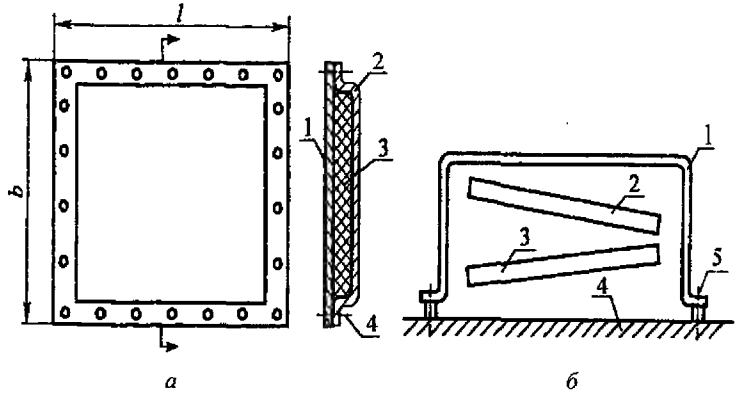
Сложиость решения этой новой проблемы состоит в том, что увеличеиие эквивалентной толщины броиироваиия тонкоброиных проекций на одну условную едиицу ведет к увеличеиию массы танка, в иесколько раз большему, чем тождествеиное усилеиие лобового бронироваиия. На выставке Абу-Даби-99 был показан комплекс динамической защиты третьего поколения, обеспечивающий непоражаемость таика Т-90 от БПС М829А2 и DM43A1 пушек американского таика М1 и западногерманского танка Леопард-2. Предлагаемый комплекс ДЗ, помимо увеличениой стойкости по моиоблочиым кумулятивным боевым частям (БЧ), обладает противотандемиыми свойствами, что позволило защитить танки от ПТУР типа TOW-2A и HOT-2. Решеиы также все технические вопросы по защите от соответствующих боеприпасов, атакующих танк из верхней полусферы.

Взаимодействие кумулятивиой струи с дииамической защитой. Дииамической защитой в иастоящее время иазывается защита броиироваиной техники (танков, боевых машин пехоты и т.п.), использующая ВВ в металлической оболочке. В 1957–1961 гг. Б.В. Войцеховский, В.Л. Истомии, С.В. Журавлев и другие экспериментальио показали высокую эффективность действия против металлической кумулятивной струи простейшего изделия (рис. 2.41,*а*), состоящего из двух металлических пластии (1, 2) (из алюминия или стали) и слоя ВВ между ними (3). Такое изделие для защиты от металлической (стальиой, медиой и т.п.) кумулятивиой струи они назвали «динамической защитой». Две металлические пластины и слой ВВ между ними иазывают элементом дииамической защиты (ЭДЗ).

Существуют различные коиструкции дииамической защиты броиироваиной техиики от действия кумулятивиых зарядов. Рассмотрим классификацию, конструкцию и приицип действия дииамической защиты. Классификация ДЗ зависит от тех критериев, которые положеиы в ее основу.

По расположению ДЗ относительно основной броневой защиты танка различают четыре типа ДЗ.

Навесная ДЗ (рис. 2.41,*б*). В этом случае ДЗ, т.е. элементы ДЗ *2*, *3* и коробка *1*, в которой крепятся эти элементы, с крепежными деталями *5* помещаются на внешней поверхности основной броневой защиты танка *4*. Преимущество такого типа ДЗ заключается в ее относительно небольшой массе и высокой эффективности. Навесная ДЗ по массе не превышает массы 20 мм броневой плиты, а по защитным свойствам превосходит броневые плиты в 5...15 раз, в зависимости от реальных углов подхода кумулятивной струи к ДЗ. Недостатком навесной защиты является ее уязвимость к действию пуль, осколков, ударных волн и продуктов детонации, которые легко сбрасывают навесную ДЗ с основной брони танка.



а *б*

Рис. 2.41. Схема конструкции ЭДЗ (*а*) и навесной ДЗ (*б*)

Встроенная ДЗ. В этом случае ДЗ прикрывается 10...30 мм броневыми листами, что предохраняет ее от воздействия пуль, осколков, действия ударных волн и продуктов детонации. Недостатком такой ДЗ является то, что она имеет примерно в два раза большую массу, чем навесная ДЗ.

ДЗ, заглубленная в основную броневую защиту танка. Это перспективный тип ДЗ, он требует специального изготовления бронезащиты. Этот тип ДЗ может сочетаться с навесной или встроенной ДЗ.

Слоистая динамическая защита, предназначенная для борьбы с тандемными кумулятивными зарядами.

Классификация ДЗ может быть проведена в зависимости от формы элементов ДЗ: элементы ДЗ могут представлять собой пло-

ские пластины с ВВ и их комбинации, а также элементы могут быть фигурными: цилиндры, шары, кресты, где сочетаются соответствующей формы металлические оболочки или ячейки в броне с ВВ и инертными материалами. На практике получили распространение плоские элементы из-за их эффективности, легкости изготовления и эксплуатации.

ДЗ разных конструкций и размеров характеризуются различными временами активного действия по кумулятивной струе. По этому критерию ДЗ можно классифицировать на быстродействующие (до 150...200 мкс) и долгодействующие (до 1...2 мс).

По конструкции ДЗ может быть однорядной, когда используется один ряд ЭДЗ, и двухрядной, когда применяется два ряда ЭДЗ, разделенных между собой воздушным промежутком (рис. 2.41,*б*). Элемент ДЗ состоит из двух стальных пластин (малоуглеродистая сталь), причем пластина *1* плоская, а пластина *2* может иметь штампованное углубление, которое заполняется ВВ *3*. Пластины соединяются между собой с помощью заклепок *4* или иным способом (рис. 2.41,*а*).

Рассмотрим принцип действия ДЗ по кумулятивной струе (рис. 2.42). Кумулятивная струя, летящая со скоростью V_J, пробивает верхнюю пластину *1*, попадает во взрывчатое вещество *2* и инициирует его. За короткий промежуток времени пластины набирают скорости V_1 и V_2 . Величины этих скоростей, например, для пластин одинаковой массы могут быть рассчитаны по формулам для метания пластин:

$$V_1 = V_2 = \frac{D}{\sqrt{8}}\sqrt{\frac{3\beta}{3+\beta}}, \qquad (2.45)$$

где D – скорость детонации ВВ; $\beta = m/M$, M – масса одной пластины; m – половина массы ВВ, находящегося между пластинами одинаковой толщины.

После пробития верхней пластины *1* и ВВ 2, струя пробивает и нижнюю пластину *3*. В пластинах начинают образовываться расширяющиеся отверстия, имеющие текущий радиус r_1 и r_2, но, поскольку пластины перемещаются со скоростями V_1 и V_2 под углом α_0 к кумулятивной струе, через некоторый момент времени край A отверстия в верхней пластине, а затем и край В отверстия в нижней пластине ударяют сбоку по кумулятивной струе со скоростью $V_6 = V_J \sin\alpha_0$ (без учета скорости расширения отверстия в пластине

в момент удара). Кинетическая энергия сработавшейся части кумулятивной струи переходит в энергию движения полуотверстий верхней и нижней пластины (сечения 2-2 и 4-4 на рисунке). В результате край отверстий в пластинах отходит от кумулятивной струи под действием того импульса, который возникает от взаимодействия сработавшейся части кумулятивной струи и края отверстия в пластинах. Под действием этого бокового импульса часть струи получает боковую скорость $V_б$, которая имеет величину порядка сотен метров в секунду. В результате часть струи выгибается в перпендикулярном к струе направлении и затем разрывается на части. При этом неповрежденные части струи из-за наличия прочности поворачиваются на некоторый угол γ относительно геометрической оси КС.

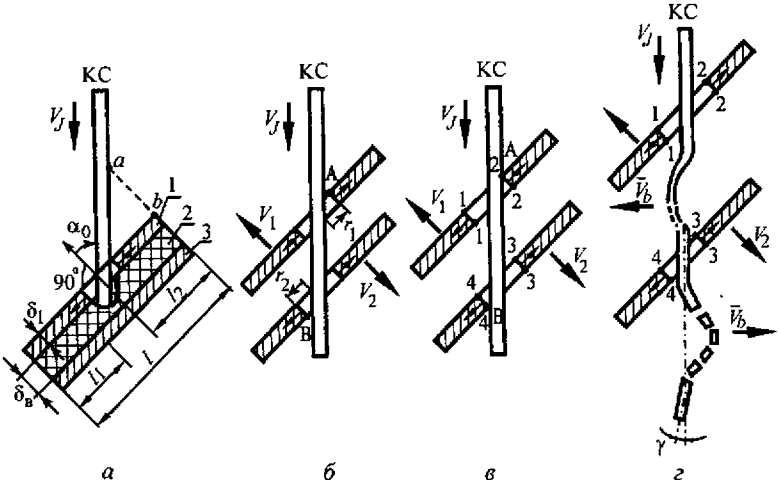


Рис. 2.42. Схема взаимодействия КС с ЭДЗ

После первого взаимодействия пластин со струей край 2-2 или 4-4 отходит от струи с некоторой скоростью, но затем, по мере расширения полуотверстия скорость расширения умеиьшается и может упасть до нуля. В результате край отверстия пластины снова догоняет струю и ударяет ее со скоростью $V_б$, и затем этот процесс повторяется многократно. Эффективность ДЗ зависит не только от параметров ЭДЗ, но и от расстояния ЭДЗ от основной преграды, поскольку необходимо некоторое время для полета неповрежденной пластинами КС, с тем, чтобы она получила максимальные повреждения за счет полученных боковых импульсов.

2.10. МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ КУМУЛЯТИВНОГО ДЕЙСТВИЯ

При пробитии брони кумулятивными снарядами люди, агрегаты и приборы, находящиеся в танке, могут быть поражены непосредственно кумулятивной струей, осколками, образующимися из тыльной поверхности брони, а также ударной волной. Для классических кумулятивных боеприпасов ведущая роль принадлежит механическому фактору воздействия кумулятивной струи, усиленному воздействием ударной волны. Поражающее действие кумулятивной струи, зона и угол разлета вторичных осколков, величина давления в ударной волне уменьшаются с увеличением толщины брони и угла подхода снаряда к броне, отсчитываемого от нормали.

Для повышения эффективности поражения забронсвого пространства необходимо максимально повышать бронепробивное действие боеприпасов, обеспечивая не только пробитие брони, но и максимальное забронсвое действие.

Наиболее уязвимыми элементами внутри танка являются боеприпасы. При попадании кумулятивной струи в гильзы с пороховыми зарядами происходит их воспламенение. При попадании струи в снаряд, снаряженный ВВ, может произойти его взрыв. При попадании струи в баки с дизельным топливом оно воспламеняется.

Отметим, что танк наиболее уязвим с крыши и днища. Толщина брони в указанных местах наименьшая. Наибольшая толщина брони танка в его лобовой части.

Поскольку удовлетворительной модели, позволяющей описать сложный процесс кумулятивного действия по различным типам целей, в настоящее время не существует, поражающее действие кумулятивных боеприпасов оценивают экспериментальным путем. Экспериментальные методы определения поражающего действия кумулятивных боеприпасов сводятся к их подрыву в статике или динамике с регистрацией результатов пробивного и запреградного действия по военной технике или ее имитаторам (макетам). В экспериментах боевые части устанавливаются относительно конструкции цели в соответствии с заданными условиями их встречи с целью, важнейшими из которых являются: угол встречи, угол ракурса, расстояние точки подрыва от предполагаемой точки попадания на поверхности цели с учетом времени срабатывания взрывателя. Подрывы производятся в различных точках вокруг цели при различных углах подхода и различных направлениях (ракурсах). Учитывается не только пробивное действие кумулятивной струи,

но и ее запреградное действие: величина остаточной части струи, ее пробивное, зажигательное и инициирующее действие; характеристики вторичного осколочного потока. На основе анализа результатов подрывов может быть построен условный закон поражения цели и определено среднее необходимое число попаданий для поражения цели в соответствии с заданным типом поражения.

2.11. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. В чем заключается принцип кумуляции энергии?
2. Какая примерно скорость головной и хвостовой частей кумулятивной струи?
3. В чем заключаются основные отличия обычного кумулятивного заряда от снарядоформирующего заряда?
4. Каковы примерно скорость метания и масса ударного ядра?
5. Перечислите и прокомментируйте основные кумулятивные процессы в природе и технике.
6. Для каких целей в кумулятивных боеприпасах используется облицовка кумулятивной выемки?
7. Из какой части кумулятивной облицовки формируется струя, а из какой пест?
8. Как изменяется максимальная глубина кратера в преграде от расстояния между кумулятивным зарядом и мишенью?
9. Как при этом изменяется объем кратера?
10. Почему в гидродинамической теории кумуляции пренебрегают прочностью материалов?
11. Что общего и в чем имеются различия между соударением струй и формированием кумулятивной струи при обжатии облицовки?
12. Какой угол больше: угол раствора кумулятивной облицовки или угол схлопывания и почему?
13. Почему в кумулятивных зарядах с коническими облицовками скорость головной части струи выше, чем хвостовой?
14. Почему не образуются кумулятивные струи при очень малых и очень больших углах схлопывания облицовки?
15. Сформулируйте своими словами критерий отсутствия струеобразования.
16. Как можно оценить максимально возможную скорость кумулятивной струи для данного материала облицовки?
17. Будет ли эта скорость реально достигнута в данном кумулятивном заряде?

18. Во сколько раз удлиняется медная кумулятивная струя при полете и почему?

19. От чего зависит глубиина пробития мишени в гидродинамической теории?

20. Как влияет на пробивное действие кумулятивного заряда точиость его изготовлеиия и почему?

21. Для чего в кумулятивных боеприпасах используют линзы?

22. Почему при инициировании кумулятивного заряда необходимо использовать мощный инициирующий импульс?

23. Что называют фокусным расстоянием кумулятивного заряда?

24. Почему для стрельбы кумулятивными снарядами, как правило, используют гладкоствольные пушки?

25. В чем состоят основиые преимущества снарядоформирующих кумулятивных зарядов по сравнению с классическими?

26. Из чего состоит комбинированная таиковая броня?

27. Что иазывается «динамической защитой»?

28. Как можно получить условный закон поражеиия цели кумулятивиым боеприпасом?

29. Перечислите основные поражающие факторы кумулятивного боеприпаса при его действии по бронированиой технике.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 2

1. *Физика взрыва* / Под ред. Л.П. Орленко. В 2 т. – М.: Физматлит, 2002.

2. Walter W.P., Zukas J.A. Fundamentals of Shaped Charges.- New York: Willey, 1989. –398 pp.

3. *Шалль Р.* Физика детонации. Физика быстропротекающих процессов. – М.: Мир, 1971. – Т. 2. – С. 276-349.

4. *Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.* Проблемы гидродинамики и их математические модели. – М.: Наука, 1977. – 408 с.

5. *Birkhoff G., Mc. Dougall D., Pugh E., Tailor G.* Explosives with Lined Cavities // Journ. of Appl. Phys. – 1948. – V.19. – P. 563-582.

6. *Лаврентьев М.А.* Кумулятивный заряд и прииципы его работы // Успехи математических наук, 1957. – XII. – Вып. 4. – С. 41-56.

7. *Fast* jets from collapsing cylinders / W.S. Koski, F.A. Lucy, R.G. Shreffler, E.J. Willig // J. Appl. Phys. – 1952. – V. 23. – P. 1300; см. также сб. «Механика». Вып.1. – М.: Иностранная литература, 1954.

8. *Pugh E.M., Eichelberger R.J., Rostoker N.J.* Theory of jet formation by charges with lined conical cavities // J. Appl. Phys.-1952. – V. 23. – № 5. – P. 532-542; см. также сб. «Механнка». Вып. 4. – М.: Иностранная литература, 1953.

9. *Walsh J.M., Shreffler R.G., Willig F.G.* Limiting condition for jet formation in high velocity collisions // J. Appl. Phys. – 1953. – V. 24. – № 3. – P. 349-359; см. также сб. «Механика». Вып. 2. – М.: Иностранная литература, 1954.

10. *Забабахин Е.И., Забабахин И.Е.* Явления неограниченной кумуляции. – М.: Наука, 1988. – 173 с.

11. *Трунин Р.Ф.* Сжатие конденсированных веществ сильными ударными волнами // Тр. Международной конференции «III Харитоновские тематические научные чтения» / ВНИИЭФ. – Саров, 2002. – С. 5-16.

12. *Биченков Е.И.* Сжатие магнитного поля веществом и сжатие поля с веществом – две альтернативы магнитной кумуляции // Тр. Международной конференции «III Харитоновские тематнческне научные чтения» / ВНИИЭФ. – Саров, 2002. – С. 311-317.

13. *Титов В.М.* Возможные режимы гидродинамнческой кумуляции при схлопывании облицовки // Доклады Академии наук СССР. – 1979. – Т. 247. – № 5. – С. 1082-1084.

14. *Дерибас А.А.* Физика упрочнения и сварки взрывом. – Новосибирск: Наука, 1980. – 222 с.

15. *Балаганский И.А., Кобылкин И.Ф., Разоренов С.В.* и др. Влияние оболочки из карбида кремния на детонационные параметры в зарядах ВВ // Сб. докладов 5 Всесоюз. совещания по детонации. – Красноярск, 1991. – Т. 2. – С. 345-350.

16. *Balagansky I.A., Razorenov S.V., Utkin A.V.* Detonation Parameters of Condensed High Explosive Charges with Long Ceramic Elements // Final Proceedings of the 10-th International Detonation Symposium. – Boston, USA, 1995. – P. 841-845.

17. *Balagansky I.A., Agureikin V.A., Kobilkin I.F.* et.al. Acceleration Device Based on High Explosive Charge which Contains High Modular Ceramic Tube // International Joumal of Impact Engineering . 1999. – 22. – P. 813-823.

18. *Рототаев Д., Григорян В.* Снаряд – броня: что сильнее? // Военный парад. – 1999. – № 32.

ГЛАВА 3

СРЕДСТВА ПОРАЖЕНИЯ И БОЕПРИПАСЫ ФУГАСНОГО ДЕЙСТВИЯ

3.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Общие сведения. Под фугасным действием понимают разрушающее действие самих зарядов ВВ, которыми снаряжены средства поражения и боеприпасы, при их взрыве в различных средах (воздух, вода, грунт). Различают местное и общее фугасное действие. При детонации заряда ВВ образуются сильно нагретые и сжатые до очень высоких давлений газообразные продукты взрыва (ПВ), которые, расширяясь, вытесняют окружающую среду и разрушают находящиеся в ней объекты (местное действие взрыва). Кроме того, в результате удара ПВ по окружающей среде в ней возникает ударная волна (УВ), на фронте которой имеет место резкий перепад давления и других параметров среды. Распространяясь по среде со сверхзвуковой скоростью и вовлекая в движение саму среду, УВ способна нанести разрушения объектам, находящимся на значительном расстоянии от места взрыва. Это общее фугасное действие. Таким образом, фугасное действие боеприпасов обусловлено совместным разрушающим действием ПВ и УВ.

Как становится ясно из определения, все средства поражения и боеприпасы, снаряженные взрывчатыми веществами, обладают в той или иной мере фугасным действием. Поэтому обычно под фугасными средствами поражения и боеприпасами понимают боеприпасы крупного калибра, содержащие значительное количество ВВ, или такие средства поражения, для которых независимо от калибра фугасное действие является основным.

Сравнительно новым видом фугасных боеприпасов являются боеприпасы объемного взрыва, образующие при срабатывании облако топливно-воздушной смеси, которое затем детонирует и формирует поле поражения. Боеприпасы объемного взрыва по своему поражающему действию сравнимы с ядерными боеприпасами малой мощности. Впервые в боевых условиях такие боеприпасы были применены США во время войны во Вьетнаме в 1969 г. Эти средства поражения получили у журналистов название «вакуумные бомбы».

Рассматривая принцип действия боеприпасов объемного взрыва, проводят аналогию со случайными взрывами на предприятиях химической промышленности, на складах легковоспламеняющихся и летучих веществ, взрывами жилых домов при утечке бытового газа. В подобных случаях взрыв имеет сходный характер – образование аэрозольной смеси летучих горючих веществ с кислородом воздуха, которая затем воспламеняется случайно или с помощью детонатора. При этом в определенных условиях в подобной топливно-воздушной смеси может возникнуть детонационный процесс в виде взрыва, вызывающего значительные разрушения.

Для того чтобы представить себе возможные разрушения при взрывах топливно-воздушных смесей, приведем несколько примеров.

16 декабря 1976 года в гавани Лос-Анджелеса произошел взрыв либерийского танкера «Сансинена». Судно заполнялось балластом при очень слабом ветре. На палубе вытесненные из трюма пары горючего образовали облако, которое было зажжено неизвестным источником. Пламя проникло в трюм и развилось в детонацию. Палуба танкера и палубные надстройки были подброшены вверх примерно на 250 метров. Погибло 6 человек, 3 пропало без вести, ранено 58 человек. Ущерб составил 21,6 млн долларов.

3 июня 1989 года в 22^{14} Московского времени на 1710 километре от Москвы на перегоне Улу–Теляк–Оша Куйбышевской железной дороги недалеко от Уфы произошел катастрофический взрыв неограниченного облака топливо-воздушной смеси. К этому месту, где железнодорожное полотно пересекает лесистую ложбину, с двух сторон приближались два пассажирских поезда «Новосибирск–Адлер» и «Адлер–Новосибирск». Когда составы поравнялись друг с другом, произошел сильный взрыв. Пламя мгновенно охватило вагоны, часть их сбросило взрывной волной под откос.

Рядом с горящими составами из земли к небу бил еще один упругий огненный факел. Как оказалось, это горел газопровод «Западная Сибирь–Урал–Поволжье», проходящий параллельно железнодорожному полотну примерно в 500 м от него. При взрыве фронт взметнувшегося пламени составил 1,5...2,0 км. Непосредственной причиной аварии явилась утечка газа в одной из труб.

Осиовным поражающим фактором боеприпасов объемного взрыва является избыточное давление на фронте ударной волны, которое при возникновении детонации в топливно-воздушном облаке достигает в его центре 30...50 атм., а в зоне детоиации за несколько десятков микросекунд развивается температура 2500...3000 °С.

По своим параметрам избыточное давление и импульс в ударной волне боеприпаса объемного взрыва, начиная с определенного расстояния от места подрыва, превосходят соответствующие параметры на фронте УВ обычного боеприпаса. За пределами облака УВ с затянутыми областями сжатия и разреження распространяется со скоростью 1500...3000 м/с и на удаленнн 100 м избыточное давление на фронте УВ может составлять 1 атм.

Поскольку топливно-воздушная смесь способна проникать в негерметичные объемы и формироваться по профилю рельефа местности, при создании условий для детонации от поражающего действия не защищают ни складки местности, ни полевые оборонительные сооружения. Кроме того, попадая в замкнутые объемы через вентиляционные входы фортификационных сооружений или открытые окна зданий, топливно-воздушные смеси оказываются в более благоприятных условиях для развития детонации и производят разрушения несущих конструкций изнутри.

Подобные свойства боеприпасов объемного взрыва позволяют рассматривать это оружие в качестве средств поражения неукрытой и слабозащищенной живой силы, боевой техники на открытой местности, фортификационных и оборонительных сооружений, разминирования минных полей, расчистки и подготовки временных площадок для десантирования и посадки вертолетов, разрушения зданнй и т.п.

Вначале рассмотрим устройство и действие классических фугасных средств поражения, снаряженных конденсированными взрывчатыми веществами.

Фугасные артиллерийские снаряды. Деление снарядов на фугасные и осколочно-фугасные основывается на их конструктив-

ных различиях и является в значительной мере условиым. Фугасные снаряды предназначаются для разрушеиия иебетонированных фортификационных сооружений полевого типа, проволочных, минных и других заграждений, поражения укрытой живой силы; для снятия земляного покрытия с долговременных фортификационных сооружений. При необходимости фугасиые снаряды могут примеияться для стрельбы по открыто расположенной живой силе и по танкам противника.

Взрыватель у фугасных снарядов обычно имеет установку на замедленное действие, чтобы снаряд до подрыва заглубился в грунт иа оптимальную глубину. При установке взрывателя на мгновенное действие фугасные боеприпасы обладают значительным осколочным и некоторым зажигательным действием.

Фугасные боеприпасы целесообразно иметь только для орудий крупных калибров. В настоящее время фугасные снаряды имеются в боекомплекте орудий калибра 180 мм и выше (рис. 3.1).

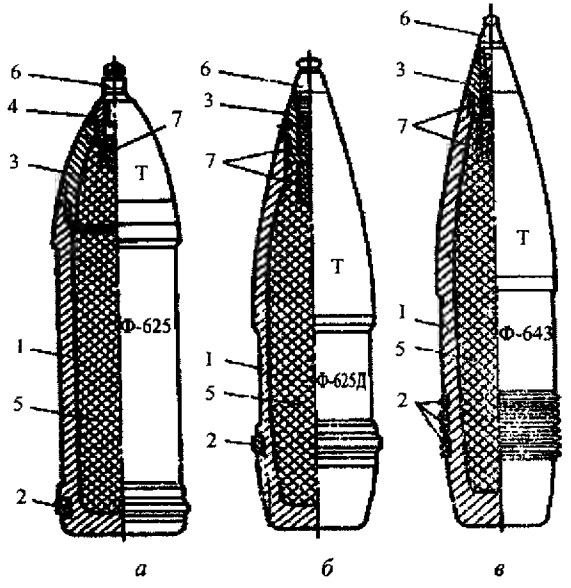


Рис. 3.1. Фугасные снаряды:
а – 203-мм недальнобойный снаряд Ф-625; *б* – 203-мм дальнобойный снаряд Ф-625Д; *в* – 210-мм снаряд Ф-643; *1* – корпус снаряда; *2* – ведущий поясок; *3* – привинтная головка; *4* – запальиый стакан; *5* – разрывной заряд: *6* – головной взрыватель; *7* – шашки дополнительиого детонатора

Снаряды Ф-572, Ф-625Д, Ф-644, Ф-643 – дальнобойной формы, а снаряд Ф-625 – недальнобойной. Конструктивные характеристики снарядов приведены в табл. 3.1. Корпуса фугасных снарядов Ф-572, Ф-643, Ф-625Д, Ф-644 имеют привинтные головки, а снаряд Ф-625, кроме того, имеет запальный стакан. Корпуса снарядов изготавливаются из хромистых сталей марок 45Х и 45Х2, а привинтные головки – из хромистой или углеродистой снарядной стали. На корпусе крепятся 1-3 ведущих пояска. Снаряды снаряжены тротилом.

Таблица 3.1

Конструктивные характеристики фугасных снарядов

Орудия, для которых предназначен снаряд	Индекс снаряда	Полная длина L, клб.	Вес снаряда q, кг	Толщина стенки δ, клб.	Вес разрывного заряда ω, кг	Коэффициент наполнения ВВ α, %
180-мм пушка С-23	Ф-572	5,38	88	0,15	10,7	12,1
203-мм гаубица Б-4	Ф-625	4,63	100	0,08	23,4	23,4
То же	Ф-625Д	4,65	100	0,13	15,8	15,8
210-мм пушка БР-17	Ф-643	5,19	133	0,13	18,8	14,4
210-мм пушка С-33	Ф-642	–	134	–	–	–
210-мм пушка В-3	Ф-644	5,20	133	0,16	15,6	11,7

Фугасные артиллерийские мины. Фугасные мины предназначаются для навесной стрельбы с целью разрушения окопов, снабженных верхним покрытием, траншей, деревоземляных и каменных оборонительных сооружений, для снятия защитной насыпи с прочных железобетонных сооружений и разрушения их боевого покрытия, а также для уничтожения и подавления огневых средств и техники противника, расположенных открыто или в укрытиях. Кроме того, фугасные мины могут применяться для уничтожения и подавления живой силы противника, расположенной открыто или в укрытиях, особенно на обратных скатах местности.

Фугасные мины имеются в калибрах 160 и 240 мм и используются для стрельбы из 240-мм миномета М-240 (на дальность от 800 до 9700 м), 160-мм миномета М-160 (на дальность от 750 до 8040 м) и 160-мм миномета образца 1943 г. (на дальность от 620 до 5100 м).

Конструктивные характеристики некоторых образцов фугасных мин приведены в табл. 3.2, а их устройство представлено на рис. 3.2.

Фугасные мины имеют корпус с запальным стаканом. Мина Ф-864, кроме того, имеет большой и малый предохранительные колпаки, корпус ее цилиндрической формы и изготавливается из стали 45Х или 45Х12. Корпуса мин калибра 160 мм каплеобразной формы изготавливаются из стали или сталистого чугуна. В головной части корпуса имеется очко под запальный стакан. Камора стальных мин снаряжается тротилом, а мин из сталистого чугуна – аммотолом А-80. Для обеспечения надежной детонации разрывного заряда в гнезде его размещаются шашки из прессованного тетрила.

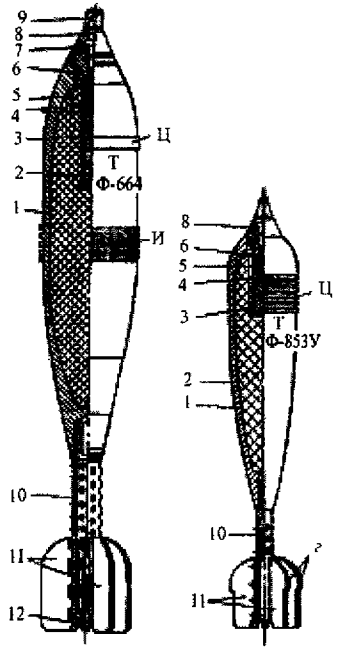


Рис. 3.2. Фугасные мины калибров 240 и 160 мм:
1 – корпус; *2* – разрывной заряд; *3* – дополнительный детонатор из тетриловых шашек; *4* – прокладки; *5* – детонатор из тетриловых шашек; *6* – запальный стакан; *7* – предохранительный большой колпак; *8* – взрыватель; *9* – предохранительный малый колпак; *10* – стабилизатор; *11* – перья стабилизатора; *12* – пробка; Ц, И-верхнее и нижнее центрирующее утолщения

Фугасные авиационные бомбы. В послевоенные годы на вооружение Советской Армии было принято несколько типов фугасных авиабомб калибров 100, 250, 500, 1500, 3000, 5000 и 9000 кг. Фугасные авиабомбы, принятые на вооружение в конце 1940-х – начале 1950-х, в основном предназначались для действия по крупным морским кораблям. Лишь ФАБ-1500 считались приемлемыми для ударов по промышленным объектам, плотинам и подземным сооружениям.

Таблица 3.2

Конструктивные характеристики фугасных мин

Наименование мины	Индекс мины	Длина со взрывателем L, клб.	Масса мины q, кг	Толщина оболочки δ, клб.	Масса ВВ ω, кг	Коэффициент наполнения α, %
240-мм стальная мина	Ф-864	6,40	130,70	0,062	31,95	23,3
160-мм стальная мина к М-160	Ф-853С	7,00	41,14	–	9,00	21,8
160-мм мина из сталистого чугуна к М-160	Ф-853А	7,00	41,14	0,103	7,72	18,8
То же	Ф-853АУ	7,15	41,14	0,103	7,72	18,8
160-мм стальная мина к М-160	Ф-853У	7,05	41,14	0,094	9,00	21,8
160-мм мина из сталистого чугуна к М-160	Ф-853	6,85	40,87	–	7,45	18,2
160-мм мина из сталистого чугуна к миномету обр. 1943 г.	Ф-852	6,85	40,87	–	7,45	18,2

Устройство типичной фугасной авиабомбы приведено на рис. 3.3. Номенклатура отечественных фугасных авиабомб дана на рис. 3.4.

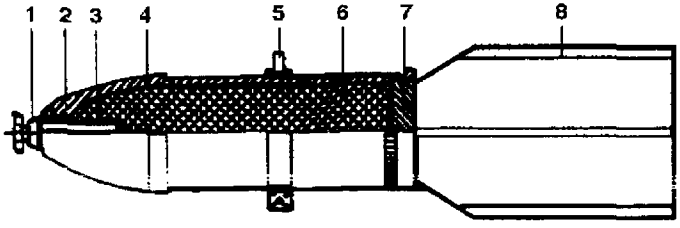


Рис. 3.3. Фугасная бомба:
1 – взрыватель; *2* – переходная втулка; *3* – шашка-детонатор; *4* – корпус; *5* – бугель; *6* – взрывчатое вещество; *7* – дно; *8* – стабилизатор

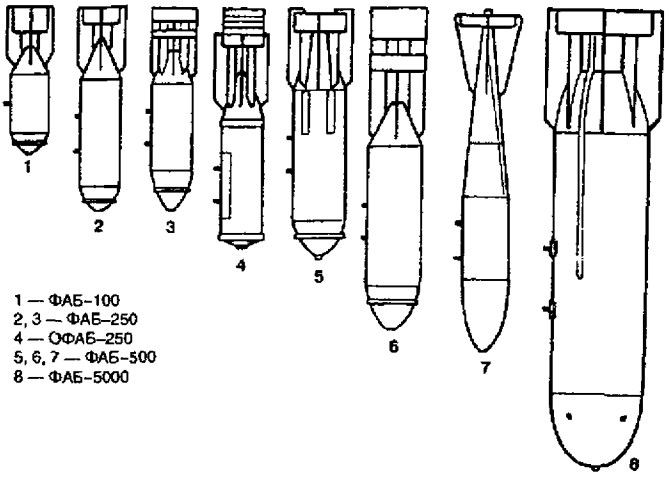


Рис. 3.4. Фугасные авиабомбы

Обычная бомба ФАБ-1500 имеет стенки толщиной 18 мм и содержит 675 кг взрывчатого вещества. ФАБ-3000М-46 и ФАБ-3000М-54 содержали по 1400 и 1387 кг тротила, а ФАБ-9000М-54 – 4297 кг тротила.

Данные фугасных бомб свободного падения и радиусы зон повреждений приведены в табл. 3.3 и 3.4 соответственно. В табл. 3.4 под зоной сильных повреждений следует понимать повреждения кирпичной кладки, под зоной средиих повреждений – повреждения деревянных стен и частей зданий, под зоной легких повреждений – разбитие стекол, смещение черепиц и т.п.

Таблица 3.3

Данные фугасных авиабомб свободного падения 1940 –1950-х гг.

Индекс бомбы	Вес бомбы, кг	Вес БЧ, кг	Вес ВВ, кг	Длина, мм	Диаметр, мм
ФАБ-100	100	70	–	964	267
ФАБ-250	250	230	99	1589	285
ФАБ-500	500	450	213	2142	392
ФАБ-1500	1400	1200	675	3000	580
ФАБ-5000	4900	4200	2207	3107	642

Таблица 3.4

Радиусы зон повреждений

Наименование авиабомб	Расстояние, м		
	Зона сильных повреждений	Зона средних повреждений	Зона легких повреждений
ФАБ-50	12	25	50
ФАБ-100	18	35	70
ФАБ-250	28	56	112
ФАБ-500	40	80	160
ФАБ-1500	56	112	224

Фугасные боеприпасы объемного взрыва. Первые образцы авиабомб объемного взрыва, как уже отмечалось, были разработаны в США в начале 1960-х годов. Они были довольно невелики по размеру, емкости (до 10 галлонов) (рис. 3.5). После сброса на сравнительно небольшой высоте (30...50 метров) раскрывался тормозной парашют, который обеспечивал стабилизацию бомбы и скорость снижения, наиболее благоприятную для последовательности операций срабатывания (взрыв пиропатрона и раскрытие корпуса бомбы, распыление топливной смеси, разбрасывание детонаторов, взрыв детонаторов). Из носовой части бомбы опускался трос длиной 5...7 метров с грузом. Уменьшение натяжения троса при касании им земли и вызывало начало операций срабатывания.

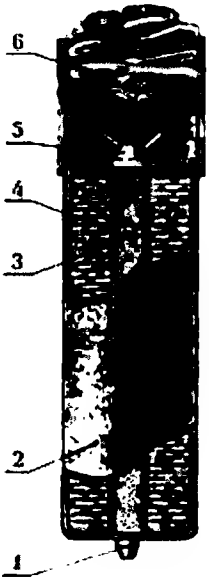


Рис. 3.5. Боеприпас объемного взрыва:
1 – взрыватель; *2* – цилиндрический корпус; *3* – центральный разрывной заряд; *4* – жидкое горючее; *5* – устройство инициирования взрыва топливно-воздушной смеси; *6* – тормозной парашют

При срабатывании бомбы, содержащей 10 галлонов (примерно 38 литров) окиси этилена, образуется облако топливно-воздушной смеси радиусом 7,5 – 8,5 м и высотой до 3 м. Через 125 миллисекунд это облако подрывается несколькими детонаторами. Образующаяся ударная волна

имеет на фронте избыточное давление 2,1 МПа. Для сравнения: для создания такого давления на расстоянии 8 метров от тротилового заряда требуется около 200...250 кг тротила. На расстоянии 3...4 радиусов, т.е. на расстоянии 22...34 м давление в ударной волне быстро снижается и составляет уже около 0,1 МПа. Для разрушения ударной волной самолета требуется давление 0,07...0,09 МПа. Следовательно, такая бомба при взрыве способна в радиусе 30...40 м от места взрыва полностью вывести из строя самолет или вертолет на стоянке аэродрома.

Были испытаны и признаны пригодными для использования в качестве топлив для бомб объемного взрыва: окись этилена, окись пропилена, метан, пропилнитрат, МАРР (смесь метила, ацетилена, пропадиена и пропана).

Попытки создать боеприпасы более крупных калибров в то время не увенчались успехом из-за технических трудностей. Был найден обходной путь – кассетные бомбы. В одной кассете находилось несколько бомб объемного взрыва калибра 32,6 кг. Эти несколько бомб распределялись на определенной площади, увеличивая тем самым размеры облака.

Неоднократно боеприпасы объемного взрыва применялись в различных войнах 80...90 годов. Так 6 августа 1982 года в период войны в Ливане израильский самолет сбросил такую бомбу (американского производства) на восьмиэтажный жилой дом. Взрыв произошел в непосредственной близости от здания на уровне 1-2 этажа. Здание было полностью разрушено. Погибло около 300 человек (в основном не в здании, а находившихся поблизости от места взрыва).

В августе 1999 года на дагестанский аул Тандо, где скопилось значительное число чеченских боевиков, была сброшена крупнокалиберная бомба объемного взрыва. Захватчики понесли огромные потери. В последующие дни одно только появление одиночного (именно одиночного) штурмовика Су-25 над каким-либо населенным пунктом заставляло боевиков спешно покидать аул.

На вооружении Российской Армии имеется ряд боеприпасов объемного взрыва. На международной выставке вооружения, военной техники и боеприпасов Russian Expo Arms 2002 были представлены два новых образца боеприпасов объемного взрыва: авиабомба ОДАБ-500ПМВ и 300 мм реактивный снаряд 9М55С для РСЗО «Смерч».

Авиабомба ОДАБ-500ПМВ имеет диаметр 50 см, длину 238 см, размах стабилизатора 68,5 см, массу 525 кг, массу заряда 193 кг. Она применяется с самолетов и вертолетов. После отделения от носителя на высоте 30...50 м раскрывается тормозной парашют, расположенный в хвостовой части бомбы, и включается в работу радиовысотомер. На высоте 7...9 метров происходит взрыв заряда обычного ВВ. При этом разрушается тонкостенный корпус бомбы и возгоняется жидкое горючее. Через 100...140 миллисекунд взрывается инициирующий детонатор, находящийся в капсуле, прикрепленной к парашюту, и происходит взрыв топливовоздушной смеси.

300-мм реактивный снаряд 9М55С для РСЗО «Смерч»

Тип снаряда.....реактивный
Артсистема, применяющая
снаряды..... РСЗО 9К58 «Смерч»
Калибр снаряда..... 300 мм
Длина снаряда.....760 см
Масса снаряда..... 800 кг
Масса боевой части..... 280 кг
Максимальная дальность
полета.....70 км
Минимальная дальность стрельбы..... 20 км
Тип боевой части.....моноблочная объемного взрыва

Конструктивно снаряд состоит из головной части с системой управления полетом, боевой части и двигательной установки с твердотопливным ракетным двигателем. Хотя система «Смерч» позволяет выпустить весь боекомплект (12 сиарядов) за 20 секунд, стрельба боеприпасами объемного взрыва производится или одиночными снарядами, или же через временные интервалы, обеспечивающие взрыв предыдущего снаряда до того, как к зоне взрыва приблизится следующий. При подлете к цели на нисходящей части траектории происходит разделение снаряда на три части: головную, боевую, двигательную. На высоте 60-70 м раскрывается тормозной парашют и включается в работу радиовысотомер. Далее все происходит так же, как и у авиабомбы.

На вооружении Российской Армии имеются и другие средства поражения объемного взрыва (С-8ДМ, С-13Д).

3.2. ВЗРЫВ ЗАРЯДА В ВОЗДУХЕ

Физические явления, сопровождающие взрыв заряда в воздухе. Образующиеся в результате взрыва заряда конденсированного ВВ сильно нагретые и сжатые до весьма высокого давления продукты взрыва при расширении производят резкий удар по окружающей среде. При этом давление на границе раздела ПВ-воздух падает и становится равным 500...900 атм., а вглубь ПВ с их внешней поверхности со скоростью, равной местной скорости звука, начинает распространяться волна разрежения (ВР) (рис. 3.6,*а*,*б*). При взрыве 1 кг конденсированного ВВ, занимающего объем около 0,7 литра, образуются газы под давлением около 100 кбар, которые после расширения до атмосферного давления и охлаждения до комнатной температуры займут объем около 1 м^3. Для типичных конденсированных ВВ в начальный момент взаимодействия ПВ с воздухом скорость расширения ПВ может достигать нескольких километров в секунду. По мере дальнейшего расширения ПВ их скорость уменьшается, так как они при этом сжимают и вовлекают в движение все большую и большую массу воздуха. Слой сжатого продуктами взрыва воздуха формирует воздушную ударную волну (ВУВ), на фронте которой образуется перепад давлений $\Delta p_1 = p_1 - p_0$ (см. рис. 3.6,*в*). С течением времени уменьшается как давление внутри ПВ, так и избыточное давление на фронте ВУВ Δp_1. Скорость движения ПВ падает до нуля, а давление в них становится меньше давления в окружающей среде. Вследствие этого продукты взрыва изменяют направление движения и начинают двигаться в обратном направлении – к центру взрыва. Наступает такая стадия в развитии процесса взрыва, когда УВ отрывается от ПВ и продолжает распространяться уже самостоятельно как независимый газодинамический комплекс. При этом между ВУВ и границей ПВ образуется зона с давлением, меньшим атмосферного (рис. 3.7). Расстояние, на котором УВ отрывается от ПВ, принято называть критическим расстоянием $r_к$. В движение к центру взрыва будут вовлечены также массы воздуха, примыкающие к границе ПВ. Воздух, сжатый УВ, движется вслед за ней.

Обозначим через D скорость УВ (скорость точки A на рис. 3.7), а через u_1 – массовую скорость воздуха на фронте УВ. Очевидно, что массовая скорость слоя воздуха, сжатого ударной волной, будет тем меньше, чем меньше давление в этом слое, т.е. чем дальше этот слой удален от фронта УВ. Разность в скоростях движения фронта волны (точка A) и границы зоны разрежения (точка B) приводит к то-

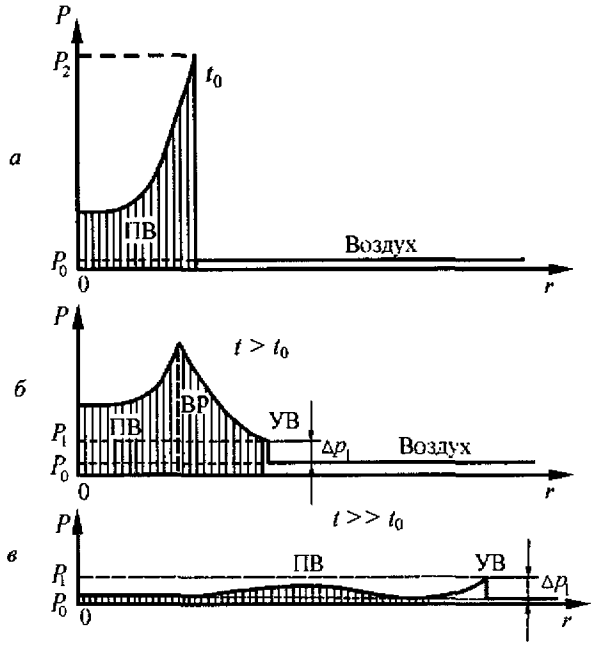


Рис. 3.6. Распределение давлений в ПВ и в воздухе в различные моменты времени

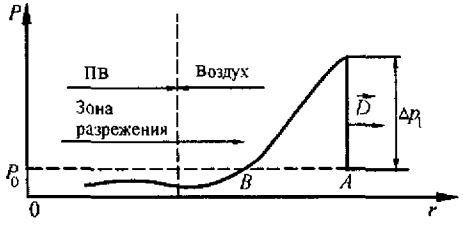


Рис. 3.7. Отрыв ударной волны от продуктов взрыва

му, что с теченнем времени (с увеличением расстояния, проходимого фронтом УВ) ширина зоны сжатия увеличивается. При этом избыточное давленне на фронте УВ Δp_1 уменьшается, так как по мере удаления УВ от точки взрыва увеличивается площадь поверхности волны и, следовательно, возрастает масса вовлеченного в движение воздуха. Кроме того, уменьшение давления связано с необратнмым характером сжатия воздуха в УВ, сопровождающимся превращением его кинетической энергии в тепловую. Свободно

бегущая ударная волна, оставляя за собой нагретый воздух, в конце концов, полностью теряет свою энергию и на больших расстояниях от точки взрыва превращается в обычную звуковую волну.

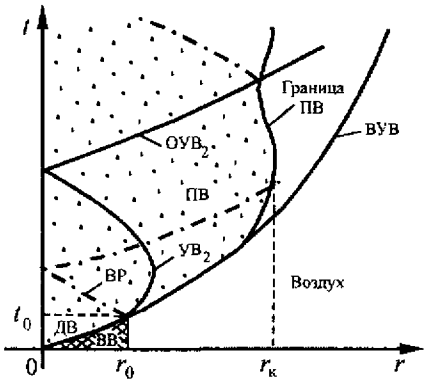


Рис. 3.8. Диаграмма процесса взрыва в фазовой плоскости (*r-t*): ВУВ – воздушная ударная волна; *ДВ* – детонационная волна; $УВ_2$ – вторичная ударная волна; $ОУВ_2$ – отраженная вторичная ударная волна; *ВР* – волна разрежения

Численное моделирование процесса взрыва заряда ВВ в воздухе позволяет получить подробную картину поля течения. Так, например, обнаружено существование вторичной УВ в ПВ, образующейся сразу после возникновения основной ВУВ на хвосте ВР. Вторичная УВ движется против течения ПВ. При этом ее интенсивность непрерывно растет. После схлопывания в центре (см. *r-t*-диаграмму процесса взрыва сферического заряда на рис. 3.8) отраженная вторичная УВ через некоторый промежуток времени догонит основную УВ.

На рис. 3.9, 3.10 в качестве примеров приведены профили массовой скорости и плотности ПВ и воздуха в различные моменты времени, полученные в результате численного расчета взрыва сферического заряда прессованного тротила плотностью $\rho_{ВВ} = 1590$ кг/м^3 радиусом $r_0 = 0{,}1$ м. Граница ПВ-воздух отмечена на этих рисунках пунктирной линией. Можно, в частности, проследить остановку ПВ и движение вторичной УВ.

Параметры воздушной ударной волны. Пользуясь основными соотношениями элементарной теории ударных волн в газах, нетрудно получить формулы, позволяющие определить параметры на фронте УВ в зависимости от величины избыточного давления Δp_1.

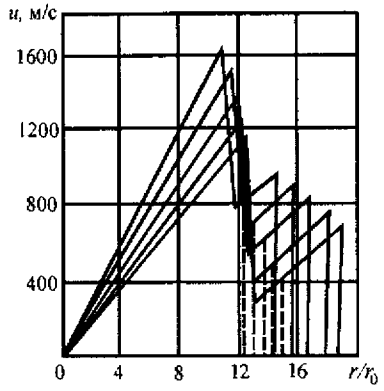


Рис. 3.9. Распределение массовой скорости в воздухе и продуктах детонации при взрыве заряда ТНТ радиусом $r_0 = 0{,}1$ м и плотностью $\rho_{ВВ} = 1590$ кг/м^3 в различные моменты времени

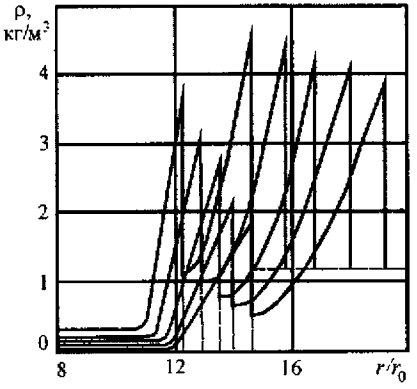


Рис. 3.10. Распределение плотности в воздухе и продуктах детонации при взрыве заряда ТНТ радиусом $r_0 = 0{,}1$ м и плотностью $\rho_{ВВ} = 1590$ кг/м^3 в различные моменты времени

Если в уравнении адиабаты Гюгонио для идеального газа

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{(k+1)p_0 + (k-1)p_1}{(k+1)p_1 + (k-1)p_0}, \qquad (3.1)$$

где k – показатель адиабаты, выразить p_1 через избыточное давление Δp_1 ($p_1 = p_0 + \Delta p_1$), то, имея в виду, что $\rho = 1/v$, получим

$$\frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_0} = \frac{2k + (k-1)\Delta p_1 / p_0}{2k + (k+1)\Delta p_1 / p_0}, \qquad (3.2)$$

где ρ_1 – плотность, а v_1 – удельный объем воздуха на фронте УВ.

Выражая Δp_1 и p_0 в атмосферах и полагая для воздуха $k = 1{,}4$, $p_0 = 1$ атм., будем иметь

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{7 + 6\Delta p_1}{7 + \Delta p_1}. \qquad (3.3)$$

Из формулы (3.3) следует, что для сильных УВ ($\Delta p_1 >> 1$ атм.) плотность воздуха на фронте волны увеличивается не более чем в 6 раз.

Используя известную формулу для скорости ударной волны

$$D = v_0\sqrt{\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}} \tag{3.4}$$

и выражение для v_1/v_0 из (3.2), получим

$$D = \sqrt{\frac{v_0\Delta p_1}{1-\dfrac{v_1}{v_0}}} = \sqrt{\frac{v_0}{2}\left[2kp_0 + (k+1)\Delta p_1\right]}. \tag{3.5}$$

Пусть p_0 = 1 атм., ρ_0 = 1,225 кг/м^3, k = 1,4. Тогда, поскольку $v_0 = 1/\rho_0$, имеем

$$c_0 = \sqrt{kp_0v_0} = 340 \text{ м/с}. \tag{3.6}$$

Подставляя эти значения в (3.5) и учитывая (3.6), будем иметь

$$D = c_0\sqrt{1 + \frac{k+1}{2k}\cdot\frac{\Delta p_1}{p_0}} = 340\sqrt{1 + 0{,}86\Delta p_1}, \tag{3.7}$$

где Δp_1 выражено в атмосферах, скорость – в метрах в секунду.

Массовая скорость воздушного потока за фронтом ударной волны u_1 может быть определена по формуле

$$u_1 = \sqrt{(p_1 - p_0)(v_0 - v_1)}. \tag{3.8}$$

С учетом выражения (3.4) эта формула может быть представлена в виде

$$u_1 = \frac{\Delta p_1 v_0}{D} = \frac{\Delta p_1}{\rho_0 D}. \tag{3.9}$$

Подставив в (3.9) значение ρ_0 = 1,225 кг/м^3 и выражая Δp_1 в атмосферах (1 атм. = 1,013 · 10^5 Па), получим с учетом (3.7)

$$u_1 = \frac{8{,}3\cdot 10^4\,\Delta p_1}{D} = 243\frac{\Delta p_1}{\sqrt{1 + 0{,}86\Delta p_1}} \text{ [м/с]}. \tag{3.10}$$

Температуру воздуха на фронте УВ можно найти, воспользовавшись уравнением состояния совершенного газа

$$T_1 = \frac{p_1 v_1}{p_0 v_0} T_0 = \frac{p_0 + \Delta p_1}{p_0} \cdot \frac{\rho_0}{\rho_1} T_0 . \qquad (3.11)$$

Подставляя в (3.11) p_0 = 1 атм., T_0 = 288 К и имея в виду (3.3), получаем

$$T_1 = 288 \frac{(1 + \Delta p_1)(7 + \Delta p_1)}{7 + 6\Delta p_1}, \qquad (3.12)$$

где Δp_1 выражено в атмосферах.

Наконец, скорость звука на фронте УВ определим по формуле

$$c_1 = \sqrt{kRT_1} , \qquad (3.13)$$

которая при k = 1,4 и значении газовой постоянной воздуха R = 287 м^2/(с^2·К) с учетом (3.12) приобретает вид

$$c_1 = 20\sqrt{T_1} = 340\sqrt{\frac{(1 + \Delta p_1)(7 + \Delta p_1)}{7 + 6\Delta p_1}} \text{ [м/с]} . \qquad (3.14)$$

Полученные формулы для определения параметров УВ в воздухе справедливы лишь для избыточных давлений Δp_1, не превосходящих 10 атм. Дело в том, что при больших давлениях (и температурах) имеют место явления диссоциации молекул и ионизации атомов воздуха. Происходящее при этом увеличение числа элементарных частиц приводит к изменению уравнения состояния воздуха. Одним из способов учета физико-химических превращений в газе является введение эффективного показателя адиабаты воздуха $k_{эф}$. Для сильных УВ (Δp_1 >>100 атм.) можно считать, что $k_{эф.}$ = = 1,1... 1,2.

В табл. 3.5 приведены данные, полученные с помощью формул (3.1) – (3.14) при различных значениях $k = k_{эф}$.

Так, например, при Δp_1 = 1000 атм. плотность воздуха за фронтом УВ достигает 19,754 кг/м^3, что в 16,1 раза больше начальной плотности ρ_0. Если же не учитывать изменение k, то максимальная плотность воздуха в УВ не будет превосходить 6ρ_0.

Таблица 3.5

Параметры воздушных ударных волн

Δp_1, атм.	D, м/с	u_1, м/с	ρ_1, кг/м^3	c_1, м/с	T_1, К	$k_{эф.}$
0,01	340	2,4	1,234	340	289	1,4
0,1	354	23,4	1,311	344	296	1,4
1,00	464	179	1,991	377	354	1,4
10,0	1053	788	4,828	567	804	1,39
100	3237	2564	9,816	1146	3630	1,26
1000	10443	7948	19,754	2408	17878	1,13

Избыточное давление, удельный импульс и время действия воздушной ударной волны. Как видно из предыдущего раздела, для определения параметров ВУВ и оценки разрушающего действия взрыва необходимо, в частности, знать величину избыточного давления на фронте волны Δp_1.

Очевидно, что давление Δp_1 зависит от массы заряда ВВ m, удельной теплоты взрыва ВВ Q_v, расстояния до точки взрыва r и начального атмосферного давления p_0. Зависимость $\Delta p_1 = f(m, p_0, Q_v, r)$ определяется экспериментальным путем. Методы теории подобия позволяют существенно сократить необходимый объем экспериментальных исследований. Выпишем формулы размерности всех рассматриваемых величин:

$$\dim \Delta p_1 = \dim p_0 = \frac{M}{LT^2},$$

$$\dim Q_v = \frac{L^2}{T^2}, \quad \dim r = L, \dim m = M. \tag{3.15}$$

В качестве параметров с независимыми размерностями удобно взять величины m, r, p_0. Тогда

$$\Pi = \frac{\Delta p_1}{p_0}, \qquad \Pi_1 = \frac{mQ_v}{p_0 r^3}. \tag{3.16}$$

Таким образом, общее функциональное соотношение между этими величинами:

$$\frac{\Delta p_1}{p_0} = f_1\left(\frac{mQ_v}{p_0 r^3}\right) = f_2\left(\sqrt[3]{\frac{mQ_v}{p_0 r^3}}\right). \tag{3.17}$$

Избыточное давление. Широкое практическое применение нашла зависимость (3.18), предложенная М.А. Садовским на основе обработки экспериментальных данных, относящихся к подрывам зарядов тротила без металлической оболочки (Q_v = 4,1 МДж/кг) при нормальных атмосферных условиях (p_0 = 1 атм.) на высоте, исключающей влияние отражающего действия земной поверхности иа величину Δp_1.

$$\Delta p_1 = 0,84\frac{\sqrt[3]{m}}{r} + 2,7\frac{\sqrt[3]{m^2}}{r^2} + 7,0\frac{m}{r^3}. \qquad (3.18)$$

Обработка данных подрывов зарядов тротила на земной поверхности показала, что в этом случае зависимость может быть аппроксимирована следующей формулой:

$$\Delta p_1 = 0,95\frac{\sqrt[3]{m}}{r} + 3,9\frac{\sqrt[3]{m^2}}{r^2} + 13,0\frac{m}{r^3}. \qquad (3.19)$$

При взрыве иа поверхности земли можио в первом приближении считать, что вся эиергия взрыва распределяется ие в объеме сферы, как это имеет место при взрыве в воздухе, а в объеме полусферы. Следовательиио, наземный взрыв по параметрам УВ эквивалентен воздушиому взрыву удвоенного заряда. Расчетная формула в этом случае может быть получена из формулы (3.18) при подстановке в нее массы заряда $2m$

$$\Delta p_1 = 1,06\frac{\sqrt[3]{m}}{r} + 4,3\frac{\sqrt[3]{m^2}}{r^2} + 14,0\frac{m}{r^3}. \qquad (3.20)$$

Отличие коэффициентов в формулах (3.19) и (3.20) объясняется тем, что зависимость (3.20) соответствует взрыву иа абсолютно жесткой поверхности, а формула (3.19) опосредованно учитывает потери энергии взрыва на образование вороики в грунте.

В формулах (3.18) – (3.20) масса заряда подставляется в килограммах, расстояние – в метрах, а численное значение Δp_1 выражается в атмосферах. Пользуясь приведенными формулами, можио определить значения параметров УВ при взрыве зарядов не только тротила, но и других ВВ, в том числе в условиях, отличных от нормальных. Нетрудио показать, что для ВВ с удельной теплотой взрыва Q'_v при взрыве на высоте, где давление равно p'_0, формулу (3.18), напрнмер, можно предстаиить в виде

$$\Delta p_1 = 0{,}84\frac{\sqrt[3]{k_T m}}{r}\left(\frac{p_0'}{p_0}\right)^{2/3} + 2{,}7\frac{\sqrt[3]{(k_T m)^2}}{r^2}\left(\frac{p_0'}{p_0}\right)^{1/3} + 7{,}0\frac{k_T m}{r^3}, \quad (3.21)$$

где $k_T = Q_v'/Q_v$ – энергетический тротиловый коэффициент эквивалентности ВВ (Q_v – удельная теплота взрыва тротила). Величина $m_T = k_T m$ называется тротиловым эквивалентом заряда ВВ. Удельные теплоты взрыва различных ВВ приведены в приложении.

Более поздние экспериментальные исследования показали, что формулы М.А. Садовского дают хорошую аппроксимацию для избыточных давлений $\Delta p_1 \le 10$ атм. и для зарядов ВВ массой, большей 2 кг в тротиловом эквиваленте. В ближней зоне взрыва необходимо применять другие аппроксимации.

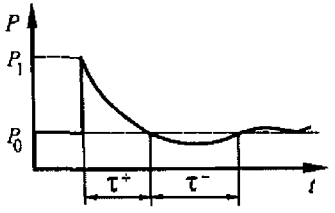


Рис. 3.11. Зависимость давления от времени в фиксированной точке пространства; τ^+ – время действия фазы сжатия в УВ

Время действия УВ. Пользуясь теорией подобия, можно получить также функциональное соотношение для времени действия УВ τ^+ (рис. 3.11). Поскольку $\dim \tau^+ = T$, получаем

$$\frac{\tau^+}{\sqrt{\frac{m}{p_0 r}}} = \varphi\left(\sqrt[3]{\frac{m Q_v}{p_0 r^3}}\right). \quad (3.22)$$

Экспериментальные исследования показывают, что

$$\varphi(x) = \frac{a}{x}. \quad (3.23)$$

Для тротила при воздушном взрыве в нормальных атмосферных условиях М.А. Садовским предложена зависимость для времени действия УВ

$$\tau^+ = 1{,}3\sqrt[6]{m}\sqrt{r}\cdot 10^{-3}. \quad (3.24)$$

Здесь также масса заряда подставляется в килограммах, расстояние – в метрах, а численное значение τ^+ выражается в секундах.

Для наземного взрыва, удваивая массу заряда, получаем

$$\tau^+ = 1{,}46\sqrt[6]{m}\sqrt{r}\cdot 10^{-3}. \qquad (3.25)$$

Удельный импульс. В приближенных расчетах по оценке разрушающего действия взрыва часто используется удельный импульс УВ I_1, который определяется как площадь под кривой избыточного давления $\Delta p(t)$:

$$I_1 = \int_0^{\tau^+} \Delta p(t)dt. \qquad (3.26)$$

Удельный импульс I_1 и его зависимость от основных параметров можно найти, пользуясь аппроксимацией зависимости $\Delta p(t)$, например, в виде

$$\Delta p(t) = \Delta p_1\left(1-\frac{t}{\tau^+}\right)e^{-\frac{t}{\tau^+}}. \qquad (3.27)$$

Интегрируя эту зависимость, получаем

$$I_1 \approx 0{,}37\Delta p_1\tau^+. \qquad (3.28)$$

Однако в практике инженерных расчетов удельный импульс рассчитывают по формулам, основанным на выводах теории подобия. Очевидно, что значение I_1 зависит от массы заряда m, от расстояния от точки подрыва r и от удельной теплоты взрыва ВВ Q_v. Кроме того, при взрыве на близких расстояниях в принципе может проявиться зависимость I_1 от плотности ПД $\rho = \rho_n$.

Имея в виду, что $\dim I_1 = \frac{M}{LT}$, $\dim\rho = \frac{M}{L^3}$, и применяя π-теорему, получаем следующую зависимость:

$$\frac{I_1}{\frac{m\sqrt{Q_v}}{r^2}} = \phi\left(r\sqrt[3]{\frac{\rho}{m}}\right). \qquad (3.29)$$

Экспериментальные исследования показывают, что при $r > r_k$

$$\phi(x) = ax. \qquad (3.30)$$

Для наземного взрыва тротиловых зарядов (ρ_0 = 1,225 кг/м^3) получена следующая аппроксимация:

$$I_1 = 200\, m^{2/3}/r \ \text{[Па·с]}. \qquad (3.31)$$

Подставляя половинное значение массы, имеем аппроксимацию для значений удельного импульса УВ воздушного взрыва при $r > r_k$:

$$I_1 = 126\, m^{2/3}/r \ \text{[Па·с]}. \qquad (3.32)$$

Масса заряда подставляется в килограммах, расстояние – в метрах.

Диапазон применимости формул для избыточного давления на фронте УВ, удельного импульса и длительности фазы сжатия $1 \le \frac{r}{\sqrt[3]{m}} \le 10$.

Закон энергетического подобия позволяет пересчитать коэффициенты в этих формулах на случай взрыва любого ВВ по отношению удельных теплот взрыва.

Для зарядов типичных конденсированных ВВ критическое расстояние r_k при взрыве соответствует примерно восьми – тридцати приведенным радиусам r_0. Под приведенным радиусом понимают радиус сферического заряда, масса которого равна массе исходного заряда. У сферических зарядов r_k обычно не превосходит 16 r_0.

С уменьшением плотности воздуха расстояние r_k увеличивается, а удельный импульс УВ уменьшается. Следовательно, с увеличением высоты эффективность фугасного действия взрыва падает.

Влияние условий подрыва заряда ВВ на фугасное действие

Форма заряда. Основные параметры на фронте ВУВ (Δp_1, I_1, τ^-) зависят от формы заряда. Например, УВ, образующаяся при взрыве заряда кубической формы, имеет более высокие параметры в направлении граней куба и меньшие – в направлении ребер. Анализ параметров взрыва зарядов различной формы на достаточно больших расстояниях от центра взрыва показывает, что:

1) параметры взрыва компактных зарядов произвольной формы на расстояниях, превышающих их характерные размеры, практически равны параметрам взрыва сферического заряда эквивалентной массы и могут быть рассчитаны по приведенным выше формулам;

2) параметры взрыва зарядов, длина которых значительно больше двух других характерных размеров, эквивалентны параметрам взрыва цилиндрического заряда той же массы в ближней зоне (на расстояниях порядка среднего значения меньших размеров заряда) и сферического заряда той же массы в дальней зоне (на расстояниях, составляющих несколько длин заряда). При этом надо иметь в виду, что для цилиндрических зарядов падение параметров с увеличением расстояния происходит медленнее, чем в сферическом случае. Параметры поля взрыва удлиненных зарядов в направлении торцов эквивалентны параметрам взрыва сферического заряда меньшей массы.

Собственная скорость заряда. Если скорость заряда достаточно велика, в направлении его движения можно ожидать роста основных параметров УВ. Предложена формула для оценки увеличения избыточного давления в направлении движения заряда Δp_1^V по отношению к давлению УВ взрыва покоящегося заряда Δp_1^0:

$$\frac{\Delta p_1^V}{\Delta p_1^0} = \sqrt{1 + \frac{V^2}{2Q_v}}. \qquad (3.33)$$

Эта формула справедлива для достаточно больших расстояний ($r > 45r_0$).

Свойства грунта. При взрыве зарядов ВВ на поверхности различных материалов часть энергии взрыва расходуется на разрушение подстилающей поверхности и образование воронки. Доля этой энергии может достигать 50 % от общей энергии взрыва. При необходимости учета потерь энергии пользуются формулами для определения параметров УВ в воздухе, подставляя вместо массы m эквивалентную массу заряда $2\eta_0 m$, где $0{,}5 \le \eta_0 \le 1$ – коэффициент податливости. Рекомендуемые значения этого коэффициента представлены в табл. 3.6.

Таблица 3.6

Значения коэффициента податливости η_0 для некоторых типов грунта

Тип грунта	η_0	Тип грунта	η_0
Абсолютно жесткая поверхность	1,0	Средний грунт	0,75
Скальный грунт	0,90	Мягкий грунт	0,65
Плотные суглинки, глина	0,80...0,85	Воздух	0,50

С увеличением высоты подрыва потери энергии на образование воронки уменьшаются и на некоторой высоте можно считать, что вся энергия взрыва расходуется на образование УВ.

Слой Харитона. При расчете параметров взрыва малых зарядов (массой менее 5...10 кг) промышленных ВВ без оболочки необходимо вместо массы m в расчетные формулы подставлять так называемую активную массу заряда m_a, т.е. учитывать только ту часть ВВ, энергия которого расходуется на формирование УВ. Наибольшую часть теряемой энергии составляют химические потери в разбрасываемом при детонации поверхностном слое не успевающего прореагировать ВВ (так называемом слое Ю.Б. Харитона). М.А. Садовский предложил для вычисления m_a формулу

$$\frac{m_a}{m} = \left(1 - \frac{h_{кр}}{r_0}\right). \qquad (3.34)$$

где $h_{кр}$ – толщина критического слоя ВВ (в первом приближении можно принимать $h_{кр} \approx d_{кр}/2$, где $d_{кр}$ – критический диаметр заряда ВВ); r_0 – приведенный радиус заряда.

Оболочка заряда. Оболочка заряда неоднозначно влияет на параметры взрыва. С одной стороны, она заметно снижает начальные параметры ударной волны и отбирает энергию на деформацию, разрушение и метание осколков; с другой – снижает химические и энтропийные потери при взрыве и возвращает часть энергии в волну при торможении в окружающей среде. Эксперименты показывают, что при коэффициенте наполнения $\alpha > 0{,}4$ влиянием оболочки на параметры воздушных ударных волн можно пренебречь.

3.3. ОТРАЖЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН ОТ ПРЕГРАД И ОБТЕКАНИЕ ПРЕГРАД УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

Отражение удариой волны от преграды. Для оценки разрушающего действия УВ необходимо знать давление, оказываемое волной на преграду. Величина этого давления в ряде случаев значительно превосходит определяемое по формулам Садовского давление Δp_1. Это объясняется тем, что при встрече с преградой происходит резкое торможение движущихся вслед за УВ сжатых масс воздуха. В результате этого кроме давления, которое в момент встречи с преградой имел сам воздух, сжатый на фронте УВ (ста-

тическая составляющая давления Δp_1), на преграду будет действовать дополнительное давление, обусловленное скоростным напором воздуха. Возникающий при этом перепад давлений в виде так называемой отраженной ударной волны (ОУВ) начнет самостоятельно распространяться в воздухе, сжатом набегающей волной. При этом ОУВ будет двигаться в обратном направлении по отношению к падающей УВ.

Нормальное отражение. Рассмотрим вначале случай нормального отражения, когда набегающая ударная волна встречает на своем пути абсолютно жесткую преграду бесконечных размеров, плоскость которой перпендикулярна направлению движения фронта волны.

Процесс формирования ОУВ для рассматриваемого случая изображен на рис. 3.12, на котором представлены последовательные картины распределения давлений во фронте падающей и отраженной УВ в различные моменты времени. Очевидно, что максимальное значение давления, действующего на преграду (максимальное давление на фронте ОУВ p_2), будет соответствовать моменту полного торможения воздуха во фронте падающей УВ. Массовая скорость воздуха за фронтом набегающей УВ согласно (3.5) и (3.8) равна:

$$u_1 = \frac{(p_1 - p_0)v_0}{D} = (p_1 - p_0)\sqrt{\frac{2v_0}{2kp_0 + (k+1)(p - p_0)}}. \qquad (3.35)$$

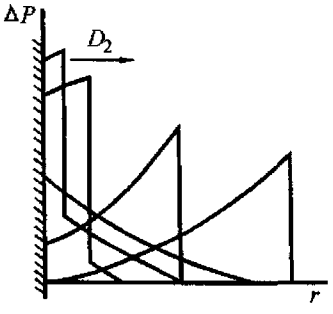


Рис. 3.12. Распределение давлений в воздухе в различные моменты времени при отражении УВ от преграды

В момент образования ОУВ массовая скорость за ее фронтом $u_2 = 0$, поскольку, как отмечалось ранее, происходит полное торможение набегающего потока на преграде. В системе координат, связанной с частицами воздуха за фронтом падающей УВ (т.е. движущейся со скоростью u_1 к преграде), ОУВ движется по покоящемуся газу с давлением p_1, и, следовательно, для скорости частиц за ее фронтом можно записать выражение, аналогичное (3.35):

$$u_2' = (p_2 - p_1)\sqrt{\frac{2v_1}{2kp_1 + (k+1)(p_2 - p_1)}}. \qquad (3.36)$$

Переходя вновь в неподвижную систему координат, получаем $u_2 = 0 = u_2' - u_1$, и, следовательно, $u_2' = u_1$. Таким образом, имеем уравнение для определения максимального давления p_2:

$$(p_2 - p_1)\sqrt{\frac{2v_1}{2kp_1 + (k+1)(p_2 - p_1)}} =$$

$$= (p_1 - p_0)\sqrt{\frac{2v_0}{2kp_0 + (k+1)(p_1 - p_0)}}. \qquad (3.37)$$

Пользуясь уравнением адиабаты Гюгонио (3.2), можно получить

$$\left(\frac{p_2 - p_1}{p_1 - p_0}\right)^2 = \frac{2kp_1 + (k+1)(p_2 - p_1)}{2kp_0 + (k-1)(p_1 - p_0)}. \qquad (3.38)$$

Вводя обозначения $\Delta p_2 = p_2 - p_0$ и $\Delta p_1 = p_1 - p_0$, из уравнения (3.38) можно выразить Δp_2

$$\Delta p_2 = 2\Delta p_1 + \frac{\frac{k+1}{k-1}\Delta p_1^2}{\frac{2kp_0}{k-1} + \Delta p_1}. \qquad (3.39)$$

Полагая p_0 =1 атм. и k = 1,4, получаем формулу

$$\Delta p_2 = 2\Delta p_1 + \frac{6\Delta p_1^2}{7 + \Delta p_1}. \qquad (3.40)$$

Согласно (3.40) для слабых УВ ($\Delta p_1 << 1$ атм.) избыточное давление ОУВ вдвое превышает Δp_1. Для сильных УВ ($\Delta p_1 >> 1$ атм.) максимальное значение Δp_2 в восемь раз больше, чем избыточное давление на фронте падающей УВ. Однако для сильных УВ из-за явлений ионизации и диссоциации значение k уменьшается до 1,1, и, следовательно, Δp_2 может превосходить Δp_1 в двадцать три раза.

Косое отражение УВ. Рассмотрим теперь случай, когда падающая УВ встречает преграду под некоторым углом α_1 (рис. 3.13). В этом случае динамическая составляющая давления (действующий на преграду скоростной напор) будет определяться составляющей массовой скорости воздуха, направленной к преграде $u_{1\perp} = u_1 \cos \alpha_1$. Следовательно, суммарная величина избыточного максимального давления, действующего на преграду, равна

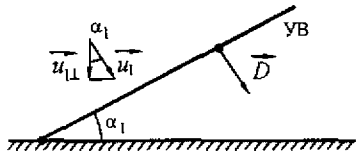


Рис. 3.13. Косое отражение УВ от преграды

$$\Delta p_{2\alpha} = \Delta p_1 + \chi \frac{\rho_1 u_1^2}{2} \cos^2 \alpha_1, \qquad (3.41)$$

где χ – некоторый коэффициент, учитывающий «ударный» характер торможения потока на преграде. При $\alpha_1 = 0$ на преграду действует давление, которое можно определить по формуле (3.40):

$$\Delta p_{2\alpha}(\alpha_1 = 0) = \Delta p_1 + \chi \frac{\rho_1 u_1^2}{2} = 2\Delta p_1 + \frac{6\Delta p_1^2}{7 + \Delta p_1}. \qquad (3.42)$$

Отсюда получаем

$$\chi \frac{\rho_1 u_1^2}{2} = \Delta p_1 + \frac{6\Delta p_1^2}{7 + \Delta p_1}. \qquad (3.43)$$

Пользуясь этим соотношением, формулу для давления $\Delta p_{2\alpha}$, действующего на преграду, можно представить в виде

$$\frac{\Delta p_{2\alpha}}{\Delta p_1} = 1 + \left(1 + \frac{6\Delta p_1}{7 + \Delta p_1}\right) \cos^2 \alpha_1. \qquad (3.44)$$

Однако формулой (3.44) можно пользоваться лишь при достаточно малых углах α_1. При этом волновая картина процесса состоит из двух волн: падающей (ПУВ) и отраженной (ОУВ). Такое отражение называется регулярным (рис. 3.14,*а*).

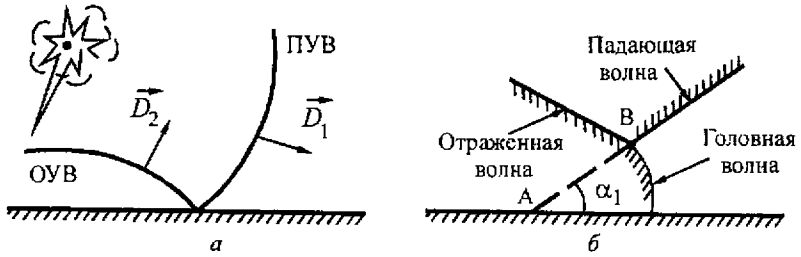


Рис. 3.14. Волновые картины процессов регулярного (слева) и нерегулярного (справа) отражения ударной волны

Когда угол падения достигает величины α^* – критического угла падения, процесс отражения становится нерегулярным или маховским. В этом случае образуется так называемая головная ударная волна или волна Маха (ГУВ), и возникает трехволновая конфигурация, состоящая из падающей, отраженной и головной УВ (рис. 3.14,*б*). Критический угол падения α^* является функцией избыточного давления в падающей УВ (рис. 3.15).

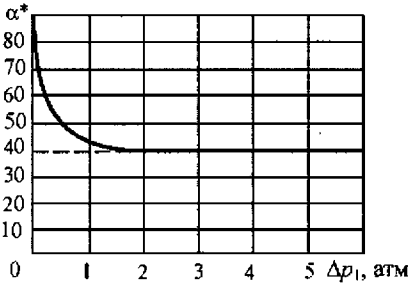


Рис 3.15. Зависимость критического угла падения α^* от избыточного давления в падающей УВ

Рассмотрим процесс образования ГУВ подробнее. При регулярном отражении давление в ОУВ будет выше, чем в падающей УВ, и ОУВ распространяется в уже предварительно сжатом и подогретом падающей УВ воздухе и, следовательно, скорость ее относительно воздуха будет больше, чем скорость падающей волны. Однако из-за большой составляющей скорости воздуха, направленной навстречу отраженной волне, скорость ее относительно преграды оказывается меньше, чем скорость падающей волны, и поэтому угол отражения α_2 будет в этом случае меньше, чем α_1 (рис. 3.16). Угол α_2 будет тем меньше, чем больше избыточное давление Δp_1 в падающей волне, так как при этом больше и составляющая скорости воздуха, направленная навстречу отраженной волне. С ростом угла α_1 эта составляющая уменьшается и, следовательно, величина угла α_2 приближается к величине угла α_1.

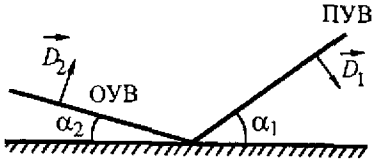


Рис. 3.16. Угол падения α_1 и угол отражения α_2

Графики зависимостей угла отражения α_2 от угла падения α_1 для различных значений давления Δp_1 представлены на рис. 3.17. Интересно отметить, что независимо от величины давления Δp_1 угол отражения α_2 становится больше угла падения α_1 при $\alpha_1 > \alpha_0 = 39°14'$. При дальнейшем увеличении угла α_1 происходит интенсивное возрастание угла α_2 и при $\alpha_1 = \alpha^*$ сильно уплотненный при отражении воздух, создавая своеобразную воздушную «подушку», как бы оттесняет падающую УВ и, обгоняя ее, выдвигается вперед в виде головной УВ. Таким образом, ОУВ догоняет падающую УВ и, сливаясь с ней, образует новую УВ. Необходимо отметить, что с увеличением избыточного давления Δp_1 значение угла α^* уменьшается и становится очень близким к α_0. В то же время при отражении слабых УВ, близких к звуковым, явление маховского отражения не наблюдается.

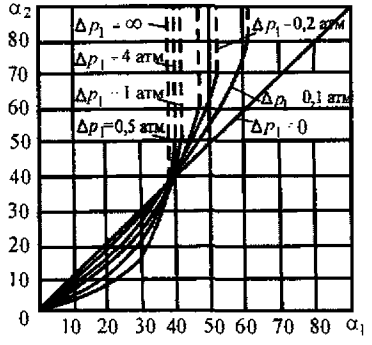


Рис. 3.17. Зависимость угла отражения α_2 от угла падения α_1 при различных значениях избыточного давления в УВ Δp_1

Точка соединения падающей, отраженной и головной УВ в маховской конфигурации называется тройной точкой (ТТ). При взрыве заряда на некотором расстоянии от преграды ТТ имеет восходящую траекторию, завершающуюся в зените над точкой взрыва. Это связано с тем, что с течением времени ОУВ догоняет падающую УВ на всем ее протяжении и сливается с ней в единую УВ, близкую по своим параметрам к УВ наземного взрыва (рис. 3.18). Для аппроксимации траектории движения ТТ на основе обработки экспериментальных данных предложена следующая зависимость:

$$\frac{H-z}{r} = \operatorname{ctg}\left(\alpha^* + 1{,}2\ln\frac{\sqrt{r^2+(H-z)^2}}{1{,}3H}\right), \qquad (3.45)$$

где H – высота взрыва; z – высота ТТ; r – расстояние от эпицентра взрыва до проекции ТТ на поверхность земли; α^* – критический угол падения, здесь полагают $\alpha^* = 2/9\pi$.

Формула (3.45) рекомендуется для определения высоты ТТ при $z < H$.

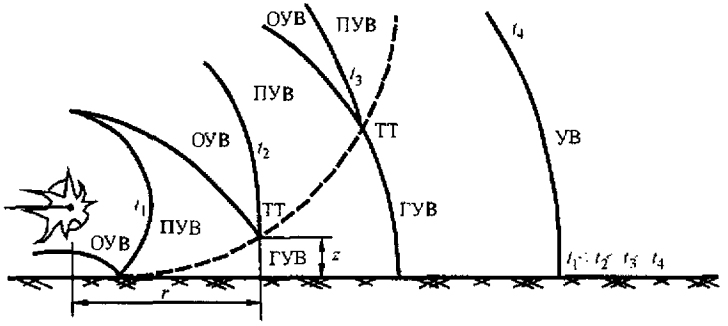


Рис. 3.18. Волновая картина при взрыве вблизи отражающей поверхности в различные моменты времени

Рассмотрим теперь вопрос о том, как будет изменяться давление в отраженной УВ при увеличении угла α_1. Согласно (3.44) с ростом α_1 давление $\Delta p_{2\alpha}$ будет уменьшаться. С приближением же α_1 к α^* отношение $\dfrac{\Delta p_{2\alpha}}{\Delta p_1}$ начинает быстро возрастать (отражение становится нерегулярным, и формула (3.44) перестает быть справедливой). При $\alpha_1 = \alpha^*$ возникает ГУВ. При дальнейшем возрастании α_1 рост $\dfrac{\Delta p_{2\alpha}}{\Delta p_1}$ вскоре прекращается. Значение этого отношения для ГУВ начинает уменьшаться и приближается к некоторой постоянной величине. Кривые зависимостей $\dfrac{\Delta p_{2\alpha}}{\Delta p_1}$ от угла α_1 для различных значений Δp_1 в зоне регулярного отражения представлены на рис. 3.19. В зоне нерегулярного отражения давление на фронте ГУВ Δp_2 можно определить по формуле

$$\Delta p_2 = 1{,}06\frac{\sqrt[3]{m}}{r_{\text{ТТ}}} + 4{,}3\frac{\sqrt[3]{m^2}}{r_{\text{ТТ}}^2} + 14{,}0\frac{m}{r_{\text{ТТ}}^3}, \qquad (3.46)$$

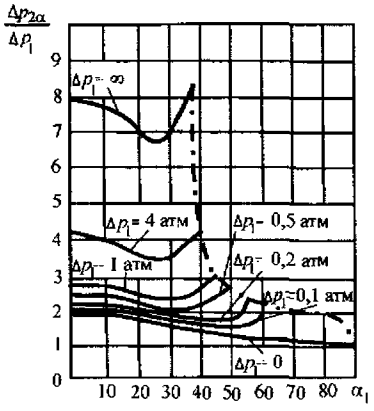


Рис. 3.19. Зависимость отношения давлений в ОУВ и ПУВ от угла падения в зоне регулярного отражения при различных значениях

где $r_{\text{ТТ}} = \sqrt{r^2 + (H - z)^2}$ – расстояние от точки взрыва до ТТ (высоту ТТ можно найти из (3.45)).

При $z > H$ можно считать, что параметры ГУВ близки к параметрам УВ наземного взрыва. Поэтому давление Δp_2 может быть определено по формуле (3.46), где вместо $r_{\text{ТТ}}$ подставляется расстояние от эпицентра взрыва до расчетной точки.

Для определения величины удельного импульса в ОУВ и ГУВ, возникающих при отражении ВУВ от жесткой поверхности, в настоящее время не существует строгих решений. Поэтому пользуются различными приближенными методиками. В частности, в зоне регулярного отражения импульс в ОУВ по аналогии с формулой (3.40) может быть вычислен по формуле

$$I_{2\alpha} = I_1 + I_{1\text{д}} \cos^2 \alpha_1, \tag{3.47}$$

где $I_{1\text{д}} = \int_0^{\tau^+} \rho(t) u^2(t) dt$ – «динамическая» составляющая полного импульса ОУВ, возникающая из-за торможения потока воздуха, следующего за УВ, на преграде. В частности, при $\alpha_1 = 0$:

$$I_{20} = I_1 + I_{1\text{д}}. \tag{3.48}$$

Экспериментальные исследования, проведенные М.А. Садовским, позволили ему предложить аппроксимационную формулу для I_{20} при $r < r_k$:

$$I_{20} = 240 \frac{m}{r^2} \text{ [Па·с]}. \tag{3.49}$$

Здесь так же, как и ранее, масса заряда подставляется в килограммах, расстояние – в метрах. Эта формула справедлива для воздушного взрыва зарядов ТНТ (Q_v = 4,1 МДж/кг).

Кроме того, на основе обработки экспериментальных данных М.А. Садовский получил формулу для величины I_{20} при наземном взрыве зарядов ТНТ при $r > r_k$:

$$I_{20}^{(н)} = 580\frac{m^{2/3}}{r}. \qquad (3.50)$$

Аппроксимацию для $I_{20}^{(н)}$ при $r < r_k$ легко получить из (3.49), подставляя вместо массы m двойную массу $2m$:

$$I_{20}^{(н)} = 480\frac{m}{r^2}. \qquad (3.51)$$

Пользуясь зависимостью (3.50) для половинного значения массы заряда, а также формулой (3.32), можно получить формулы для I_{20} и $I_{1д}$ воздушного взрыва ТНТ при $r > r_k$:

$$I_{20} = 365\frac{m^{2/3}}{r}, \qquad (3.52)$$

$$I_{1д} = I_{20} - I_1 = 239\frac{m^{2/3}}{r}. \qquad (3.53)$$

Таким образом, в зоне регулярного отражения УВ воздушного взрыва заряда ТНТ при $\sqrt{H^2 + r^2} > r_k$ (рис. 3.19) удельный импульс может быть рассчитан с использованием (3.47), (3.32) и (3.53):

$$I_{2\alpha} = (126 + 239\cos^2\alpha)\frac{m^{2/3}}{\sqrt{H^2 + r^2}}. \qquad (3.54)$$

Исследования показывают, что изложенная методика хорошо согласуется с результатами экспериментов для достаточно сильных УВ. В то же время для слабых УВ она может давать заниженные результаты.

В зоне нерегулярного отражения значения удельного импульса ГУВ вычисляется по аналогии с методикой определения Δp_2 по формуле

$$I_2 = 200\frac{m^{2/3}}{r_{тт}}. \qquad (3.55)$$

Формула (3.55) справедлива при $r_{TT} > r_k$. И, наконец, в дальней зоне взрыва, при $z > H$ УВ близка к УВ наземного взрыва, поэтому

$$I_2 = 200\frac{m^{2/3}}{r}. \qquad (3.56)$$

При боевом применении боеприпасов встречаются случаи их взрыва в замкнутом объеме: взрыв снаряда внутри одного из отсеков самолета после пробития обшивки, взрыв авиабомбы внутри сооружения, здания, корабля, детонация облака топливно-воздушной смеси, затекшего внутрь сооружения, и т.п. При этом ударная волна взрыва многократно отражается от стенок объема, в результате чего воздействие взрыва на элементы конструкции оказывается существенно большим, чем при взрыве такого же заряда вне замкнутого объема на таком же расстоянии. Каждый элемент внутри замкнутого объема испытывает воздействие серии УВ, суммарный импульс которых в 5-6 раз превосходит импульс УВ взрыва в неограниченном пространстве. В результате разрушающее действие взрыва в замкнутом объеме в ряде случаев существенно превосходит действие взрыва в открытой среде.

Обтекание преград ударной волной. Если преграда имеет конечные размеры (соизмеримые с толщиной слоя воздуха, сжатого УВ), то картина взаимодействия УВ с преградой и характер изменения действующей на преграду нагрузки будут несколько иными. В этом случае УВ обтекает преграду. Рассмотрим процесс обтекания при встрече УВ с преградой по нормали. Последовательные стадии этого процесса показаны на рис. 3.20. В момент встречи УВ с такой преградой на всей площади преграды возникает ОУВ, давление во фронте которой определяется по формуле (3.40). Падающая УВ, продолжая свое движение, будет проходить мимо преграды. При этом фронт УВ в окрестности краев преграды искривляется, сжатый УВ воздух движется в сторону пониженного давления (за преградой давление равно атмосферному). Скорость искривленной УВ на всей протяженности ее фроита остается прежней.

Спустя некоторое время идущие от краев УВ сомкнутся. Так как за этими УВ движется воздух, то при их смыкании давление за преградой существенно возрастает. Очевидно, что действующее на тыльную поверхность преграды давление распределяется по площади преграды неравномерно (по мере приближения к краям давление падает). В дальнейшем, после того как к краям преграды подойдет зона разрежения проходящей УВ, давление за преградой начнет уменьшаться и вскоре станет равным атмосферному.

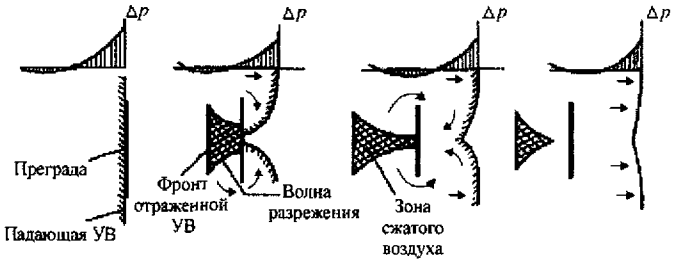


Рис. 3.20. Последовательные стадии процесса обтекания преграды ударной волной

Фронт проходящей волны после ее удаления от преграды на расстояние, равное двум-трем минимальным размерам преграды (длина, ширина), выравнивается и приобретает первоначальную форму.

Рассмотрим теперь процессы, происходящие на лицевой стороне преграды (рис. 3.20). Так как образовавшаяся при встрече с преградой ОУВ имеет большее давление, чем проходящая, то от краев преграды по массе сжатого воздуха начнут распространяться волны разрежения (ВР). В результате воздух, находящийся вблизи краев преграды, вовлекается в движение по направлению к ее границам и, обтекая преграду, повышает давление, действующее на ее тыльную поверхность. Движение ВР происходит с переменной скоростью, равной местной скорости звука в воздухе, сжатом ОУВ. Давление за ВР падает. Происходит так называемая разгрузка. По мере удаления ОУВ от преграды объем зоны сжатого ею воздуха постепенно уменьшается за счет действия волн разрежения. Если измерять давление, действующее на преграду в какой-либо точке, находящейся на расстоянии l от ее края, то до момента прихода ВР давление в этой точке будет такое же, как и в случае действия УВ на преграду бесконечных размеров. После прихода ВР давление в этой точке уменьшается. Очевидно, что, чем дальше от края находится рассматриваемая точка, тем позже до нее дойдет ВР и тем дольше в ней будет сохраняться повышенное давление, возникающее при отражении УВ от преграды.

Учет обтекания при оценке эффективности разрушающего действия фугасных боеприпасов должен сводиться к уменьшению взрывной нагрузки, действующей на сооружение. При одинаковой механической прочности сооружений и одинаковой площади, воспринимающей взрывную нагрузку, более взрывостойким оказывается то сооружение, у которого относительное удлинение этой площади будет больше. Иными словами, при прочих равных усло-

виях за счет явления обтекания на высокие и отиосительно узкие сооружения (фабричные трубы, цилиидрические башни и другие сооружения с хорошо обтекаемой формой) будет действовать меньшее среднее давление, чем на здания, высота которых примерно равна их ширине.

3.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВОЗДУШНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЗРЫВЕ ТОПЛИВНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ

Общие сведеиия о взрывчатых топливио-воздушиых смесях. Топливно-воздушными смесями (ТВС) называются смеси с воздухом горючих газов или паров топлива, а также аэровзвеси мелких жидких капель или твердых частиц горючих материалов. В первом случае ТВС по составу являются газовыми (гомогенными), во втором – гетерогенными.

Известио, что газовые ТВС могут воспламеняться и устойчиво гореть при определеиных условиях. В теории горения существуют понятия так называемых нижнего и верхиего концентрационных пределов воспламенения (соответственно НКПВ и ВКПВ). При концентрации горючего газа или паров в смеси с воздухом ниже НКПВ или выше ВКПВ воспламенения с последующим развитием горения не происходит. Таким образом, одним из условий возникиовения химической реакции горючего является его перемешивание с воздухом в определенном соотношении. Значения НКПВ, ВКПВ для нескольких ТВС приведены в табл. 3.7.

Другим условием возникновения горения ТВС является иалиЧие источника воспламенения в объеме реакционноспособной среды. Следует отметить, что энергии искры, возникающей на контактах электрического звонка, выключателя освещения, реле времени холодильника и других электробытовых приборов в момент их включения или выключения, как правило, достаточно для воспламеиения подготовлеиией ТВС. Именно этим объясняется большое количество аварийных происшествий при взрывах бытового газа в помещениях.

Воспламенение ТВС в локальной области приводит к развитию процесса горения; начальная скорость его распространения не превышает 0,3...0,4 м/с, при этом температура в области фронта гореиия может принимать зиачения, близкие к 2000 °С. Сгорание относительно небольшого объема ТВС (до нескольких кубических метров) в свободиом воздушном пространстве способно оказать

лишь некоторое термическое действие на объекты, расположенные в иепосредствеиной близости, а волны сжатия, возникающие при этом, сравнимы с порывами ветра.

Картииа меняется при воспламенении ТВС внутри замкнутого объема. Это связано с изменением физико-химических процессов, происходящих в ТВС при указанных условиях. В результате химического превращеиия при горении объем нагретых продуктов реакции в несколько раз превышает объем исходной газовой смеси, что является причиией образования волн сжатия, распространяющихся со скоростью звука. Волны сжатия отражаются от поверхностей, ограничивающих объем ТВС, что, в свою очередь, вызывает повышение давления всей газовой среды. Кинетика химических реакций такова, что увеличение давления приводит к интенсивиому ускорению распространения фронта горения, скорость которого для углеводородных смесей может достигать значений десятков и даже сотен метров в секунду. При этом вся реакциионоспособная смесь срабатывает с эффектом взрыва независимо от объема ТВС и реализуется другая форма химического превращения – взрывное горение с образованием сильных волн сжатия, а в некоторых случаях – ударных волн с избыточным давлением на фроите до нескольких атмосфер.

Взрывное горение может развиться при воспламенении ТВС в свободном (ие замкнутом) объеме, одиако, при этом линейные размеры топливно-воздушного облака должны составлять не менее нескольких десятков и даже сотен метров, а объем – десятки-сотни тысяч кубических метров.

Другой формой взрывчатого превращения ТВС является детонация. Детонация является основной формой взрывчатого превращения при срабатывании боеприпасов объемного взрыва. Основным отличительным условием возникновения этого процесса является иаличие источника, способного генерировать ударную волну с определенными параметрами в подготовленной смеси. Таким источником может быть взрыв заряда конденсироваиного ВВ или мощный искровой разряд. При этом минимальная энергия источника возбуждения детонации во много раз превышает минимальную энергию, необходимую для возникновения горения. Если минимальное значение энергии воспламенения обычно составляет примерно $0{,}3 \cdot 10^{-3}$ Дж, то значение мииимальной массы заряда тротила, взрыв которого способен вызвать детонацию в ТВС, находится в диапазоне от сотен граммов до нескольких килограммов.

В Институте гидродинамики СО РАН предложен оригинальный способ инициирования детонации в топливно-воздушных смесях с помощью кумулятивного заряда, работающего в режиме «обратной» кумуляции. При этом обеспечивается скорость метания порядка 4 км/с, а диаметр и масса метаемого тела сопоставимы с исходным диаметром и массой кумулятивной облицовки.

Значения параметров на фронте детонационной волны в ТВС существенно превышают значения параметров на фронте горения. Так, скорость детонации в смесях на основе углеводородов составляет 1500...1800 м/с, давление – 15...20 атм., а массовая скорость газового потока, направленного в сторону движения волны, – 600...800 м/с. Детонационная волна с указанными параметрами приводит к последующему распространению воздушной ударной волны вне облака ТВС. Этим и обусловлено значительное поражающее фугасное действие таких взрывов не только внутри объема смеси, но и на существенных расстояниях за его пределами. Именно эти особенности явились причиной разработки и принятия на вооружение многих стран высокоэффективных боеприпасов на основе топливно-воздушных детонирующих смесей.

Отметим, что, как и при воспламенении, при детонации также существуют нижний и верхний концентрационные пределы, внутри которых смесь способна устойчиво детонировать. Значения этих пределов для ряда ТВС приведены в табл. 3.7.

Таблица 3.7

Концентрационные (объемные %) пределы детонации и воспламенения ТВС в неограниченном пространстве и в замкнутых объемах

Горючий компонент	Детонация				Воспламенение	
	Неограниченное пространство		Замкнутый объем			
	нижний	верхний	нижний	верхний	нижний	верхний
Ацетон C_3H_6O	–	–	–	–	2,2	13,0
Ацетилен C_2H_2	–	–	4,2	50,0	2,0	81,0
Бензин $C_{7,17}H_{14,0}$	–	–	~5,6	~9,4	0,79	5,16
Бутан C_4H_{10}	2,5	5,2	1,98	6,18	1,9	9,1
Водород H_2	–	–	18,3	58,9	4,0	75,0
Пропан C_3H_8	3,0	7,0	2,57	7,37	2,1	9,5
Пропилен C_3H_6	3,5	8,5	3,55	10,40	2,4	11,0
Этан C_2H_6	4,0	9,2	2,87	12,20	2,9	15,0

Окончание табл. 3.7

Горючий компонент	Детонация				Воспламенение	
	Неограниченное пространство		Замкнутый объем			
	нижний	верхний	нижний	верхний	нижний	верхний
Этилен C_2H_4	–	–	3,32	14,70	2,7	36,0
Бензол C_6H_6	–	–	1,6	5,55	1,3	7,9
Ксилол C_6H_{10}	–	–	–	–	1,1	6,4
Циклогексан C_6H_{12}	–	–	–	–	0,57	7,8
Метан CH_4	–	–	–	–	5,0	15,0
Аммиак NH_3	–	–	–	–	15,5	27,0
Окись углерода CO	–	–	–	–	12,5	74,2
Сероводород H_2S	–	–	–	–	4,3	45,5

Отметим, что концентрационные пределы детонации ТВС, как правило, уже, чем концентрационные пределы воспламенения.

Независимо от формы превращения наибольшая энергия химической реакции выделяется при таком соотношении горючего и окислителя, когда все атомы углерода и водорода способны полностью окислиться до CO_2 и H_2O, при этом кислорода в смеси не остается. Такие ТВС называются стехиометрическими.

Условная формула воздуха, представленного в виде смеси кислорода и азота в объемном соотношении 21:79 с молярной массой $\mu_в = 29$, имеет вид $O_{0,43}N_{1,58}$. Тогда химическую реакцию превращения стехиометрической газообразной смеси углеводородов с воздухом можно записать в виде

$$C_aH_b + dO_{0,43}N_{1,58} = aCO_2 + 0,5bH_2O + 0,79dN_2, \qquad (3.57)$$

где a и b – соответственно число атомов углерода и водорода в молекуле горючего либо в условной химической формуле смеси углеводородов; $d = (2a + 0,5b)/0,43$ – коэффициент.

Согласно (3.57) относительная массовая концентрация углеводородного горючего в стехиометрической газовой смеси с воздухом

$$\delta_{ст} = \mu_г/(\mu_г + d\mu_в), \qquad (3.58)$$

где $\mu_г = 12a + b$ – молярная масса углеводородного горючего либо смеси углеводородов.

Объемная концентрация горючего в ТВС связана с массовой соотношением

$$\Delta_{ст} = \delta_{ст}/(\delta_{ст} + (1 - \delta_{ст})\mu_г/\mu_в)\ . \qquad (3.59)$$

Пример. Для смеси пропана (C_3H_8) с воздухом согласно формулам (3.57) – (3.59) будем иметь:

$d = (2 \cdot 3 + 0{,}5 \cdot 8) / 0{,}43 = 23{,}26;$

$\mu_г = 12 \cdot 3 + 8 = 44;$

$\delta_{ст} = 44 / (44 + 23{,}26 \cdot 29) = 0{,}0612;$

$\Delta_{ст} = 0{,}0612 / (0{,}0612 + (1 - 0{,}0612) \cdot 44/29) = 0{,}0412.$

Таким образом, стехиометрические концентрации пропана составляют 6,12 % по массе и 4,12 % по объему.

Расчетные величины для некоторых горючих газов и паров представлены в табл. 3.8. Формулы (3.57) – (3.59) могут быть использованы для проведения расчетов любых углеводородных горючих или их смесей.

Таблица 3.8

Свойства некоторых горючих и их смесей

Горючее	Молярная масса $\mu_г$, г /моль	Массовая стехиометрическая концентрация $\delta_{ст}$,%	Удельная теплота сгорания $Q_г \cdot 10^3$, ккал/кг
Метан CH_4	16	5,60	11,94
Этан C_2H_6	30	5,97	11,36
Пропан C_3H_8	44	6,12	11,09
Бутан C_4H_{10}	58	6,20	10,94
Ацетилен C_2H_2	26	7,16	11,53
Бензин $C_{7,17}H_{14,0}$	100	6,50	10,37
Ацетон C_3H_6O	58	9,71	7,37

Если горючее представляет собой смесь нескольких газов, необходимо в первую очередь определить его условную химическую формулу, т.е. рассчитать коэффициенты a и b, входящие в выражение (3.57) по соотношениям

$$a = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i a_i; \qquad b = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i b_i, \tag{3.60}$$

где N – количество компонентов в смеси; a_i, b_i – соответственно число атомов углерода и водорода в молекуле i-го компонента; α_i – мольная концентрация i-го компонента в смеси горючего.

Как правило, массовые концентрации отдельных компонентов в исходной горючей смеси известны. Определить мольные концентрации, необходимые для расчета коэффициентов a и b, можно по выражению

$$\alpha_i = \frac{\delta_i}{\mu_{\Gamma i}\sum_{i=1}^{N}\frac{\delta_i}{\mu_{\Gamma i}}}, \qquad (3.61)$$

где $\mu_{\Gamma i}$ и δ_i – соответственно молярная масса и массовая концентрация i-го горючего компонента.

Следует отметить, что сумма мольных (так же, как и массовых) концентраций компонентов смеси всегда равна 1.

Пример. Приведем расчеты по формулам (3.60), (3.61) для горючей смеси, состоящей по массе из 30 % метана (CH_4) и 70 % бутана (C_4H_{10}), при этом $N = 2$.

Для метана: $i = 1$; $\delta_1 = 0{,}3$; $a_1 = 1$; $b_1 = 4$; $\mu_{\Gamma 1} = 12 + 4 = 16$;

$\alpha_1 = \delta_1/\mu_{\Gamma 1}/(\delta_1/\mu_{\Gamma 1} + \delta_2/\mu_{\Gamma 2}) = 0{,}3/16/(0{,}3/16 + 0{,}7/58) = 0{,}608$.

Для бутана: $i = 2$; $\delta_2 = 0{,}7$; $a_2 = 4$; $b_2 = 10$; $\mu_{\Gamma 2} = 12{\cdot}4 + 10 = 58$;

$\alpha_2 = \delta_2/\mu_{\Gamma 2}/(\delta_1/\mu_{\Gamma 1} + \delta_2/\mu_{\Gamma 2}) = 0{,}7/58/(0{,}3/16 + 0{,}7/58) = 0{,}392$.

Для смеси: $a = \alpha_1 a_1 + \alpha_2 a_2 = 0{,}608 + 0{,}392{\cdot}4 = 2{,}18$;

$b = \alpha_1 b_1 + \alpha_2 b_2 = 0{,}608{\cdot}4 + 0{,}392{\cdot}10 = 6{,}35$.

Таким образом, условная химическая формула рассматриваемой смеси углеводородов – $C_{2{,}18}H_{6{,}35}$. Его средняя молярная масса составляет $\mu_\Gamma = 12{\cdot}2{,}18 + 1{\cdot}6{,}35 = 32{,}51$.

Теперь по формулам (3.57) – (3.59) можно рассчитать величины массовых и объемных стехиометрических соотношений смеси данного горючего с воздухом, аналогично тому, как это было сделано для пропана.

Параметры взрыва топливно-воздушных смесей в режиме детонации

Параметры детонации ТВС. Параметры на фронте детонационной волны в ТВС полностью определяются удельной теплотой взрыва смеси $Q_{\text{см}}$, Дж/кг, показателем адиабаты продуктов взрыва $k_{\text{ПВ}}$, начальным давлением p_0, Па, и плотностью смеси $\rho_{\text{см}}$, кг/м^3

$$D = \sqrt{2(k_{\text{ПВ}}^2 - 1)Q_{\text{см}}}\ ;$$

$$\Delta p_D = p_D - p_0 = \rho_{\text{см}} D^2/(k_{\text{ПВ}} + 1) = 2(k_{\text{ПВ}} - 1)\rho_{\text{см}} Q_{\text{см}}\ ; \qquad (3.62)$$

$$u_D = D/(k_{\text{ПВ}} + 1)\ ;\quad c_D = k_{\text{ПВ}} D/(k_{\text{ПВ}} + 1)\ ,$$

где D – скорость распространения фронта детонационной волны (скорость детонации), м/с; p_D, u_D, c_D – давление, Па, массовая скорость, м/с, и скорость звука, м/с, в продуктах детонации непосредственно за фронтом детонационной волны.

Формулы (3.62), полученные для сильной детонационной волны, справедливы с погрешностью не более 5 % при давлении на фронте $p_D > 10\,p_0$.

Плотность смеси связана с плотностью окружающего воздуха соотношением

$$\rho_{см} = \rho_в \frac{1}{1-\delta(1-\mu_в/\mu_г)}, \qquad (3.63)$$

где $\delta = M_г/(M_в + M_г)$ – относительная массовая концентрация горючего; $M_в$ и $M_г$ – соответственно массы воздуха и горючего в смеси.

Удельная теплота взрыва $Q_{см}$ зависит от состава смеси и может быть рассчитана по удельной теплоте взрыва на единицу массы горючего $Q_г$, если верно предположение, что в бедных ТВС реагирует вся масса топлива, а в богатых – лишь часть, соответствующая наличию кислорода в смеси. В этом случае нетрудно получить

$$Q_{см} = \begin{cases} \delta Q_г \text{ при } \delta \le \delta_{ст}, \\ \delta Q_г (1/\delta - 1)/(1/\delta_{ст} - 1) \text{ при } \delta > \delta_{ст}, \end{cases} \qquad (3.64)$$

где $\delta_{ст}$ – стехиометрическая концентрация.

Удельная теплота взрыва на единицу массы горючего определяется с помощью термодинамических расчетов. Кроме того, за $Q_г$ можно принять стандартную теплоту сгорания горючего (см. табл. 3.8).

При известных теплоте взрыва и скорости детонации ТВС показатель адиабаты продуктов взрыва рассчитывается по формуле, являющейся следствием первого соотношения из (3.62):

$$k_{ПВ} = \sqrt{1 + 0{,}5D^2/Q_{см}}\,. \qquad (3.65)$$

Анализ результатов термодинамических расчетов показывает, что показатель адиабаты продуктов взрыва принимает минимальное значение $k_{ст}$ при детонации ТВС стехиометрического состава и в первом приближении в области концентрационных пределов взрываемости смеси может быть описан линейной зависимостью

$$k_{ПВ} = \begin{cases} k_{ст} - (k_в - k_{ст})(\delta - \delta_{ст})/\delta_{ст} \text{ при } \delta \le \delta_{ст}, \\ k_{ст} + (k_г - k_{ст})(\delta - \delta_{ст})/(1 - \delta_{ст}) \text{ при } \delta > \delta_{ст}, \end{cases} \qquad (3.66)$$

где $k_в = 1{,}4$ – показатель адиабаты воздуха; $k_г$ – расчетная константа.

Для углеводородных газообразных и жидких топлив значения $k_{ст}$ и $k_г$ изменяются незначительно ($k_{ст}$ =1,23...1,25; $k_г$ =1,5...1,7) и могут быть приняты равными средним значениям $k_{ст}$ = 1,24; $k_г$ = 1,6.

При точечном источнике инициирования (взрыв заряда конденсированного ВВ, мощный искровой разряд и т.п.) формирующаяся детонационная волна обладает сферической симметрией (в ТВС с постоянной по объему концентрацией горючего) и параметры в продуктах взрыва за ее фронтом описываются автомодельным решением. В частности, для массовой и звуковой скоростей в продуктах взрыва справедливы соотношения:

$$u = \begin{cases} 0 \text{ при } \lambda < \lambda_з; \\ u_D \left\{ 1 - \left[1 - \left(\dfrac{\lambda - \lambda_з}{1 - \lambda_з} \right)^{1,1} \right]^{0,5} \right\} \text{ при } \lambda_з \le \lambda \le 1; \end{cases} \tag{3.67}$$

$$c = \begin{cases} c_з \text{ при } \lambda < \lambda_з; \\ c_з + (c_D - c_з) \left\{ 1 - \left[1 - \left(\dfrac{\lambda - \lambda_з}{1 - \lambda_з} \right)^{1,1} \right]^{0,5} \right\} \text{ при } \lambda_з \le \lambda \le 1, \end{cases} \tag{3.68}$$

где $\lambda = r/Dt$ – относительная координата за фронтом детонационной волны (r – расстояние от точки инициирования; t – время с момента начала инициирования), изменяющаяся от нуля в центре симметрии до единицы на фронте детонационной волны; $\lambda_з$, $c_з$ – координата границы центральной области покоя и скорость звука в ней.

Две последние величины определяются по зависимости

$$\lambda_з = \frac{c_з}{D} = \frac{1}{D}\left(c_D - 1,174 \frac{k_{ПВ} - 1}{2} u_D \right), \tag{3.69}$$

которую с учетом (3.62) можно переписать в виде

$$\lambda_з = \frac{c_з}{D} = \frac{k_{ПВ}}{k_{ПВ} + 1} - 0,587 \frac{k_{ПВ} - 1}{k_{ПВ} + 1}.$$

Для смесей углеводородных топлив с воздухом ($k_{ПВ} \cong 1,24$) из последнего соотношения следует $\lambda_з \cong 0,49 \approx 0,5$; $c_з \approx 0,5D$.

Давление в продуктах взрыва за фронтом детонационной волны рассчитывается через скорость звука (3.68) по изоэнтропической зависимости

$$p = p_D (c / c_D)^{2k_{\text{ПВ}}/(k_{\text{ПВ}}-1)}. \qquad (3.70)$$

Распределения давления p и массовой скорости u в продуктах взрыва за фронтом детонационной волны в стехиометрической углеводородной ТВС, построенные с использованием формул (3.67) – (3.70), показаны на рис. 3.21. Полагая, что r = const, t = var, можно построить зависимости p и u от времени в месте размещения объекта внутри области топливно-воздушной смеси, где на него не успевает оказывать влияние волна разрежения, приходящая от границы облака.

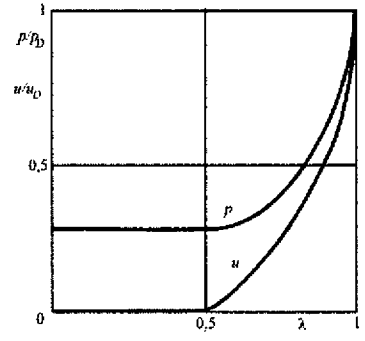


Рис. 3.21. Распределение давления (p) и массовой скорости (u) в продуктах взрыва за фронтом детонационной волны в стехиометрической углеводородной ТВС

Параметры детонационного взрыва внутри облака ТВС. Анализ результатов математического моделирования сферического взрыва газовых и гетерогенных ТВС показывает, что существуют две характерные области: внутри и вне смеси. Параметры в них зависят от соответствующих характеристик и меняются различным образом. При этом особое значение приобретают показатели на границе облака, связывающие поле взрыва обеих областей.

Начальное избыточное давление воздушной ударной волны $\Delta p_{\text{н}}$ может быть найдено из решения задачи о распаде произвольного разрыва. Учитывая относительно низкую интенсивность детонационной волны в ТВС, нетрудно получить приближенное аналитическое решение:

$$\Delta p_{\text{н}} \cong 1{,}025 \Delta p_D \sqrt[3]{\frac{1}{k_{\text{ПВ}}+1}} \frac{\rho_{\text{в}}}{\rho_{\text{см}}}, \qquad (3.71)$$

где $\rho_{\text{в}}$ – плотность воздуха, кг/м^3.

Поскольку $\rho_{см}$ мало отличается от $\rho_в$, для стехиометрических углеводородных ТВС ($k_{ПВ} \cong 1{,}24$) соотношение (3.71) дает $\Delta p_н \cong 0{,}78\Delta p_D$.

Для удельного импульса избыточного давления на границе облака ТВС

$$I_0 = \int_0^{\tau^+} \Delta p dt \approx \tau^+ p_н ,$$

где τ^+ – длительность фазы сжатия в волне, которая для сферической симметрии приблизительно равна $3{,}3r_0/D$ (r_0 – радиус облака).

По результатам анализа численных результатов получено

$$I_0 = 0{,}1472\tau^+\Delta p_н = 0{,}486 r_0 \Delta p_н / D. \qquad (3.72)$$

Для стехиометрических углеводородных ТВС (3.72) дает $I_0 \cong 0{,}38 r_0 \Delta p_D / D$.

Максимальное избыточное давление Δp_1 внутри облака ТВС совпадает с избыточным давлением на фронте детонационной волны Δp_D и рассчитывается по соответствующему соотношению из (3.62).

Для удельного импульса избыточного давления вокруг места инициирования, учитывая автомодельное решение для сферической детонационной волны, можно получить функциональную зависимость

$$I = \frac{r_0 \Delta p_D}{D}\left(a - b\frac{r}{r_0}\right),$$

где a, b – константы, которые по результатам численных расчетов равны соответственно 0,96 и 0,47. Следовательно,

$$I = \frac{r_0 \Delta p_D}{D}\left(0{,}96 - 0{,}47\frac{r}{r_0}\right). \qquad (3.73)$$

В окрестности границы облака, за счет быстрого прихода волны разрежения величина удельного импульса фазы сжатия может заметно отклоняться от зависимости (3.73). Обобщая эту формулу для всей области внутри ТВС, с учетом численных результатов можно записать

$$I = I(r) + [I_0 - I(r_0)](r/r_0)^4,$$

где $I(r)$ и $I(r_0)$ – значения импульса, вычисленные по (3.73) для рассматриваемой точки границы облака r_0.

С помощью (3.72) и (3.73) последнее соотношение приводится к виду

$$I = \frac{r_0 \Delta p_D}{D}\left(0{,}96 - 0{,}47\frac{r}{r_0}\right) + \left(0{,}486\frac{r_0 \Delta p_н}{D} - 0{,}49\frac{r_0 \Delta p_D}{D}\right)\left(\frac{r}{r_0}\right)^4. \quad (3.74)$$

В случае применения стехиометрических углеводородных ТВС формула (3.74) упрощается и принимает вид

$$I = \frac{r_0 \Delta p_D}{D}\left[0{,}96 - 0{,}47\frac{r}{r_0} - 0{,}11\left(\frac{r}{r_0}\right)^3\right].$$

Параметры воздушной ударной волны при детонации ТВС. За основные параметры, определяющие распространение взрывных волн, как правило, принимают энергию взрыва E, а также давление p_0 и плотность $\rho_в$ окружающего воздуха. Однако физически более обоснованным является выбор не энергии взрыва, а энергии, уходящей в ударную волну $E_{УВ}$ (равна работе расширяющихся продуктов взрыва над окружающей средой).

При взрыве зарядов конденсированных ВВ энергия ударной волны составляет порядка $0{,}9E$ и слабо меняется при переходе от одного взрывчатого вещества к другому.

При детонации ТВС работа расширяющихся продуктов взрыва над окружающей атмосферой составляет примерно половину от выделившейся энергии E и может заметно меняться в зависимости от состава смеси и параметров окружающего воздуха. Поэтому в качестве основного определяющего параметра ударных волн при детонации ТВС выбрана энергия ударной волны $E_{УВ}$, которую можно рассчитать по формуле

$$E_{УВ} = \eta\, \zeta\, E_0, \quad (3.75)$$

где $E_0 = M_г\, Q_г$ – полная энергия, которая может выделиться при реагировании всей массы горючего; ζ – коэффициент полноты реакции горючего; η – КПД взрыва, т.е. отношение энергии, уходящей в ударную волну, к выделившейся при взрыве.

В случае идеальной детонации, т.е. выделения всей энергии во фронте волны, в соответствии с (3.64) коэффициент полноты реакции горючего для ТВС с постоянной по объему концентрацией

$$\xi = \begin{cases} 1 \text{ при } \delta \le \delta_{ст}, \\ \dfrac{1/\delta - 1}{1/\delta_{ст} - 1} \text{ при } \delta > \delta_{ст}. \end{cases} \qquad (3.76)$$

Для типичных углеводородных ТВС на верхнем концентрационном пределе взрываемости коэффициент полноты реакции горючего составляет примерно 0,25; в плохо перемешанных смесях с областями концентрации горючего, выходящей за пределы взрываемости, – 0,02...0,10.

КПД детонационного взрыва ТВС достаточно точно может быть рассчитан по формуле

$$\eta = 1 - (p_0 / p_D)^{(k_{пв}-1)/k_{пв}}, \qquad (3.77)$$

которая вытекает из модели равновесного расширения продуктов взрыва от детонационного давления до давления окружающей атмосферы.

Для стехиометрических углеводородных ТВС с давлением на фронте детонационной волны $p_D = (15...20)p_0$ значение КПД взрыва изменяется в диапазоне $\eta = 0{,}41...0{,}44$.

Максимальное избыточное давление в точке, удаленной на расстояние r, м, от центра детонационного взрыва сферического облака ТВС, соответствует давлению на фронте ударной волны в воздухе и может быть рассчитано по аппроксимационной зависимости

$$\Delta p_1 = p_0 \left[0{,}249 \left(\frac{\sqrt[3]{E_{ув}/p_0}}{r} \right) + 0{,}393 \left(\frac{\sqrt[3]{E_{ув}/p_0}}{r} \right)^2 + A \exp\left(-\frac{r - r_0}{0{,}15 r_0} \right) \right] \text{[Па]}. \qquad (3.78)$$

Третье слагаемое в квадратной скобке (3.78) описывает очень резкий спад давления на фронте воздушной ударной волны вблизи облака ТВС и заметно влияет на результаты расчетов лишь при $r < 1{,}5\ r_0$. На больших расстояниях им можно пренебречь. Константа A определяется из (3.78) по известному начальному давлению ударной волны (3.71) при условии, что $r = r_0$.

Удельный импульс избыточного давления I фазы сжатия ударной волны на удалении r, м от центра взрыва рассчитывается по формуле

$$I = 0{,}058\sqrt{p_0\rho_в}\,\sqrt[3]{E_{УВ}/p_0}\,\frac{\sqrt[3]{E_{УВ}/p_0}}{r}\left[B\left(\frac{r_0}{r}\right)^3 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 + 1\right] \text{ [Па·с]}. \quad (3.79)$$

Выражение в квадратной скобке (3.79) описывает немонотонное изменение I в окрестности облака ТВС и при $r > 5r_0$ становится практически равным единице. Константа B вычисляется по известному значению удельного импульса на границе облака ТВС (3.72) из (3.79) при $r = r_0$. Для углеводородных ТВС на любых расстояниях ($r > r_0$) значение выражения в квадратных скобках отличается от единицы не более чем на 10 %. Поэтому с указанной погрешностью для оценки удельного импульса воздушной ударной волны можно пользоваться зависимостью

$$I \approx 0{,}058\sqrt{p_0\rho_в}\,\sqrt[3]{E_{УВ}/p_0}\,\frac{\sqrt[3]{E_{УВ}/p_0}}{r} \text{ [Па·с]}. \quad (3.80)$$

Запись выражений для определения максимального избыточного давления и удельного импульса (3.78) – (3.80) с использованием p_0 позволяет учесть влияние давления окружающей атмосферы (при взрывах на различной высоте над уровнем моря), а введение в формулы для расчета удельного импульса дает возможность учитывать также температуру и влажность воздуха.

В случае формирования облака ТВС непосредственно у поверхности земли в первом приближении его можно представить в виде полусферического объема. При этом в зависимости (3.78) – (3.80) следует подставлять удвоенную энергию ударной волны, рассчитанную по соотношению (3.75), а радиус облака r_0 – вычислять как для полусферы.

3.5. ОЦЕНКА ВОЗДЕЙСТВИЯ УДАРНЫХ ВОЛН НА РАЗЛИЧНЫЕ ОБЪЕКТЫ

Критерии поражающего действия ударных волн. Результаты воздействия взрывных волн на различные объекты определяются в основном максимальным избыточным давлением Δp_m и удельным импульсом фазы сжатия I в волне. При ударной волне, длина зоны сжатия которой намного больше характерных размеров объ-

екта поражения, иагружеиие носит «квазистатический» характер (мгновенное приложение постояниого давления), а деформация и смещеиие объектов определяются максимальным избыточиым давлением. При очень короткой волие реакция объектов на иагружение определяется удельным импульсом фазы сжатия («импульсиое» нагружение).

Выбор характера нагружения при оценке поражающего действия взрывных воли связан с соотношением длительности фазы сжатия в волне τ^+ и периода собственных колебаний объекта T. Если длительность фазы сжатия $\tau^+ \le 0{,}25T$, то нагрузку можно считать импульсиой и условие разрушения объекта запишется в виде критерия по удельному импульсу:

$$I \ge I_{\text{р}}. \tag{3.81}$$

При $\tau^+ \ge 10T$ нагружение становится квазистатическим, и критерий разрушения записывается через избыточное давление

$$\Delta p_m \ge \Delta p_{\text{р}}. \tag{3.82}$$

Соотношения (3.81) и (3.82) называются частными критериями поражения в результате фугасного действия взрывных волн, а величины $I_{\text{р}}$, $\Delta p_{\text{р}}$ – критическими значениями удельного импульса и максимального избыточного давления в волне.

В области $0{,}25T < \tau^+ < 10T$ на поведение объекта оказывают влияние как максимальное избыточное давление, так и удельный импульс в волне. При этом, как показывают эксперименты и теоретические решения модельных задач, совместное воздействие избыточного давления и удельного импульса в волне может быть учтено с помощью обобщенного критерия поражения, который записывается в виде

$$(\Delta p_m - \Delta p_{\text{р}})\,(I - I_{\text{р}}) = K, \tag{3.83}$$

где K – некоторая константа; $I_{\text{р}}$, $\Delta p_{\text{р}}$ – критические параметры волны.

Функция (3.83) в плоскости Δp_m, I имеет форму гиперболы с двумя асимптотами и соответствует предельным значениям максимального избыточного давления и удельного импульса фазы сжатия в волне, обеспечивающим нанесение объекту определенного вида поражения (рис. 3.22). Если параметры взрывной волны Δp_m, и I соответствуют точке, лежащей выше кривой обобщенного критерия (3.83), то объекту будет нанесен заданный вид поражения.

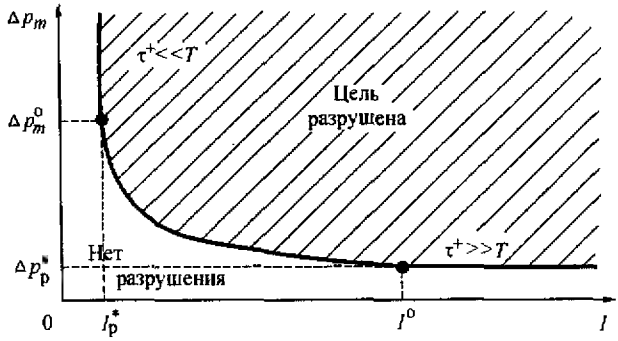


Рис. 3.22. Геометрическое представленне критерия разрушення цели фугасным действнем взрыва в фазовой плоскости $\Delta p_m - I$

Из обобщенного критерия нетрудно получить частные критерии фугасного действия взрывных волн. Так, при $\Delta p_p = K = 0$ из (3.83) следует критерий по удельному импульсу (3.81), а при $I_p = K = 0$ – по максимальному избыточному давлению (3.82). Критические параметры и константа K (3.83), как правило, определяются экспериментально для каждого объекта и вида его поражения.

Характеристики уязвимости целей по отношению к фугасному действию

Параметры разрушения зданий и других объектов. Во многих зданиях при наименьших взрывных нагрузках разрушаются окна. Стекло представляет собой хрупкий материал, который рассыпается, как только напряжение в нем достигает предела упругости. Окна обычно имеют небольшие горизонтальные размеры между опорами и поэтому первыми откликаются на взрывные нагрузки, а следовательно, при воздействии взрывных волн чаще всего разрушаются в режиме квазистатического нагружения. Для таких случаев вполне оправдано применение частного критерия по максимальному избыточному давлению.

Критическое избыточное давление, при котором начинает разрушаться остекление зданий, связано с площадью поверхности оконного стекла S, м^2, его толщиной h, мм, и соотношением максимального и минимального размеров L/B следующей зависимостью:

$$\Delta p_p = 1/S \cdot 10^{(0{,}175h + 0{,}0634L/B - 0{,}1939)} \text{ [кПа]}. \qquad (3.84)$$

При скольжении длинной ударной волны вдоль поверхности стекла значение, вычисленное по (3.84), сравнивается с $\Delta p_m = \Delta p_1$,

а при нормальном падении волны – с избыточным давлением нормального отражения Δp_2.

Для зданий и других объектов различают четыре степени разрушения: полное, сильное, среднее и слабое. При полном обрушивается большая часть стен, колонн и перекрытий. Сильное характеризуется частичным повреждением стен, колонн и перекрытий; легкие элементы (двери, перегородки, крыши) разрушаются полностью или частично. При среднем основные ограждающие и несущие конструкции деформируются (прогибаются), а разрушаются в основном второстепенные конструкции. Слабое характеризуется повреждением или серьезными деформациями отдельных легких элементов ограждения (окна, двери, крыши).

Проведение расчетов на прочность и оценка уровня поражения цели зависят от такой важнейшей характеристики, как период собственных колебаний цели T. В литературе имеются обширные данные об испытаниях сооружений на воздействие вынужденных или свободных колебаний с малыми амплитудами, целью которых является определение первых нескольких форм собственных колебаний и соответствующих коэффициентов затухания. Периоды собственных колебаний зданий с жесткой конструктивной схемой T, с, как правило, находятся в диапазоне 0,1...1,0 с и могут быть оценены по эмпирическим формулам:

$$T = \alpha n; \quad T = 0{,}017H; \quad T = 0{,}0905 - H/\sqrt{B}\ ; \quad T = 0{,}3H\sqrt{Bg}\ , \quad (3.85)$$

где n – число этажей; α – коэффициент, зависящий от конструкции здания и вида основания (для грунта средней плотности $\alpha = 0{,}04...\ 0{,}09$); H – высота здания, м; B – ширина или длина здания, м; $g = 9{,}81$ м/с^2 – ускорение силы тяжести.

Опытные значения T для различных типов сооружений приведены в табл. 3.9.

Таблица 3.9

Периоды собственных колебаний зданий и сооружений

Здание	Число этажей	Поперечные T, с	Продольные T, с
Жилое с несущими каменными стенами	3	0,15	0,16
	5	0,26	0,22
	6	0,37...0,39	-
	8	0,43	0,43
Школьное с несущими кирпичными стенами	3	0,22	0,21
	4	0,30	0,27
	5	0,32	–

Окончание табл. 3.9

Здание	Число этажей	Поперечные T, с	Продольные T, с
Жилое крупнопанельное	4	0,16	0,15
	5	0,30	0,22
	6	0,36	-
	9	0,40	0,32
Жилое сборное каркасно-панельное	14	0,86	0,76
	16	1,20	0,76
Жилое с нижним каркасным и верхними крупнопанельными этажами	4	0,28	0,30
	10	0,64	0,44
	18	1,14	1,05
Административное каркасное с кирпичным заполнением:			
железобетонный каркас	12	0,69...0,96	0,62...0,89
стальной каркас	12	1,17	1,12
Административное каркасное	22	1,10	1,16

При длительности взрывной волны $\tau^+ \geq 10T$, т.е. при взрыве крупномасштабных облаков ТВС, степень разрушения объектов можно оценить по критическому избыточному давлению, значения которого приведены в табл. 3.10.

Таблица 3.10

Величины избыточного давления УВ (Δp_m, кПа), характеризующие степени разрушения при наземном взрыве зданий, сооружений, техники и оборудования

Категория объектов	Разрушение		
	сильное	среднее	слабое
Промышленные здания			
Промышленные здания с тяжелым металлическим *или железобетонным* каркасом	40...50	30...40	20...30
Промышленные здания с легким металлическим каркасом и здания бескаркасной конструкции	35...45	25-35	10-20
Многоэтажные железобетонные здания с большой площадью остекления	40...90	20-40	8-20
Здания атомных и гидроэлектростанций	200...300	150...200	25...35
Складские кирпичные здания	30...40	20...30	10...20
Многоэтажные кирпичные здания	20...30	12...20	8...12
Деревянные дома	12...20	8...12	6...8
Разрушение остекления промышленных и жилых зданий	1,5...3,0	1...1,5	0,5...1,0

Продолжение табл. 3.10

Категория объектов	Разрушение		
	сильное	среднее	слабое
Промышленные сооружения и оборудование			
Технологические трубопроводы и вспомогательные сооружения на промышленных объектах	60...70	40...60	30...40
Железобетонные эстакады с пролетом до 20 м	120...150	110...120	100...110
Силовые трансформаторы, открыто расположенные	50...60	30...50	10...30
Вышки на нефтяных промыслах	–	60...100	40...60
Наземные резервуары склада ГСМ	70...90	50...70	30...50
Полевые хранилища ГСМ полузаглубленного типа	60...100	40...60	20...40
Заглубленные и обвалованные резервуары склада ГСМ	150...200	100...150	80...100
Сети коммунального хозяйства			
Подземные стальные трубопроводы на сварке диаметром до 350 мм	1500...2000	1000...1500	600...1000
Подземные чугунные и керамические трубопроводы на раструбах, асбоцементные на муфтах	1000...2000	600...1000	200...600
Стальные трубопроводы, заглубленные на 20 см	–	250...350	–
Смотровые колодцы и задвижки на сетях коммунального хозяйства	600...1000	400...600	200...400
Электрические сети			
Кабельные подземные линии	1000...1500	700...1000	500...700
Воздушные линии высокого напряжения	80...120	50...70	30...50
Воздушные линии низкого напряжения на деревянных опорах	60...100	40...60	20...40
Силовые линии электрифицированных железных дорог	70...120	50...70	30...50
Средства связи			
Автомобильные радиостанции	45...55	20...30	15...20
Телефонно-телеграфная аппаратура	–	60...90	–
Радиорелейные линии связи	–	50...70	–
Постоянные воздушные линии связи	–	70...90	–

Окончание табл. 3.10

Категория объектов	Разрушение		
	сильное	среднее	слабое
Мосты, плотины, причалы			
Металлические мосты с длиной пролета 30...45 м	200...300	100...200	50-100
То же с длиной пролета 45...100 м	150...200	80...120	40...80
То же с длиной пролета более 100 м	100...200	60...100	40...60
Железобетонные мосты и путепроводы с пролетами длиной 20 м	130...200	110...130	50...80
Плотины	100...150	–	–
Аэродромы, шоссейные и железные дороги			
Наземные сооружения аэропортов	35...45	25..35	15...25
Взлетно-посадочные полосы с бетонным покрытием	1500...2000	400...1500	300...400
То же с металлическим покрытием	400...700	150...400	100...150
Шоссейные дороги с асфальтобетонным покрытием	1500...2000	400...1500	300...400
Железнодорожные пути	300...500	200...300	100...200
Средства транспорта, инженерные машины			
Подвижной железнодорожный состав	70...90	40...70	20...40
Тепловозы и электровозы	100...150	70...100	50...70
Грузовые автомобили и автоцистерны	50...60	40...50	20...40
Легковые автомобили и автобусы	30...50	20...30	15...20
Гусеничные тягачи, тракторы, бронетранспортеры	70...80	50...70	30...40
Транспортные суда	80...100	60...80	30...60
Реактивные самолеты	45...55	30...40	13...15
Поршневые самолеты, вертолеты	10...13	8...10	7...8
Защитные сооружения			
Подвалы в одноэтажных деревянных домах	70...100	40...70	20...40
Подвалы в промышленных зданиях	80...110	60...80	35...60
Подземные сооружения типа метрополитена мелкого заложения	–	400	–

Для оценки совместного воздействия избыточного давления и удельного импульса взрывной волны на типовые здания и промышленные сооружения можно использовать даиные о разрушении от бомбардировок во второй мировой войне, полученные в Великобритании, которые для кирпичных зданий аппроксимируются уравнением

$$r = \frac{K_t m_{\text{т}}^{0,33}}{\left[1 + (3180/m_{\text{т}})^2\right]^{0,167}}, \qquad (3.86)$$

где r – расстояние от места взрыва, м; $m_{\text{т}}$ – масса заряда ВВ в тротиловом эквиваленте, кг; K_t – коэффициент (3,8 – полное разрушение зданий; 5,6 – здания разрушены наполовину; 9,6 – здания непригодны для обитания; 28 – умеренные разрушения, повреждения внутренних малопрочных перегородок; 56 – здаиям нанесен небольшой ущерб, разбито более 10 % стекол).

С помощью (3.86) для каждого вида разрушений можно построить предельиые диаграммы в плоскости $\Delta p_m - I$, имеющие характерный гиперболический вид с двумя асимптотами Δp_p и I_p, значеиия которых вместе с константой K в обобшенном критерии (3.83) приведены в табл. 3.11.

Таблица 3.11

Параметры обобщениого крнтерия для зданнй и промышленных сооруженнй

K_t	3,8	5,6	9,6	28	56
$\Delta p_{\text{р}}$, кПа	77,50	38,10	16,40	4,21	1,96
$I_{\text{р}}$, Па·с	743,00	504,00	294,00	101,00	50,40
K, кПа· Па·с	921,00	346,00	106,00	11,50	3,00

В табл. 3.12 приведены характеристики предельных диаграмм для случая поражения военной техники.

Таблица 3.12

Характеристики уязвимости элементарных наземных целей при действии воздушной УВ, образующейся при взрыве боеприпаса

Цель	Тип поражения	Δp_p, МПа	I_p, Па·с	K, МПа·(Па·с)
ПУ с ракетой РК «Ланс»	A	0,060	280	35
	B	0,045	200	35
	C	0,030	120	35
ПУ с ракетами ЗРК «Патриот» и «Хок»	A	0,070	500	42
	B	0,055	370	42
	C	0,040	240	42
РЛС *AN/MPQ-33* и *AN/MPQ-39*	A	0,050	450	23
	B	0,040	350	23
	C	0,030	250	23
РЛС *AN/MPQ-3*	A	0,040	340	21
	B	0,030	250	21
	C	0,020	180	21
Самолет А-10А	A	0,060	350	40
	B	0,045	250	40
	C	0,030	150	40
Вертолет АН-1*G*	A	0,020	250	20
	B	0,015	180	20
	C	0,010	120	20
ПУ с ракетами РСЗО «Ларс»	A	0,055	400	30
	B	0,040	300	30
	C	0,025	200	30
Автомобиль «Унимог»	A	0,055	400	30
	B	0,040	300	30
	C	0,025	200	30
Спецмашина фургонного типа	A	0,040	340	21
	B	0,030	250	21
	C	0,020	180	21
ЗРК «Роланд-2» (поражение *антенных систем*)	A	0,050	450	23
	B	0,040	350	23
	C	0,030	250	23
БТР М113А1	A	0,170	1200	220
	B	0,110	1000	220
	C	0,060	700	220

Параметры поражения человека. Поражение человека связано с травмированием различных частей тела. При этом отдельные органы могут по разному реагировать на воздействие ударной волны. Например, барабанные перепонки имеют очень маленький период собственных колебаний, поэтому при любых размерах взрывающе-

гося облака ТВС их реакцию на воздействие УВ можно оценивать по критерию максимального избыточного давления в волне.

Связь между максимальным избыточным давлением в волне Δp_m, кПа, и вероятностью повреждения барабанных перепонок человека Ω описывается зависимостью

$$\Omega = 0{,}881 g \Delta p_m - 1{,}323. \qquad (3.87)$$

Умножив вероятность (3.87) на сто, получим процент повреждения барабанных перепонок в группе людей, одинаково удаленных от места взрыва. Граница временной потери слуха соответствует давлению Δp_m = 1,5...2,0 кПа, нижний порог повреждения барабанных перепонок – 34...35 кПа, а 50 % вероятности разрыва перепонок – примерно 100 кПа.

При взрывах крупномасштабных облаков ТВС человека можно рассматривать как единый объект и в качестве критерия поражения использовать критическое давление в УВ Δp^*, значения которого в зависимости от вероятности летального исхода приведены в табл. 3.13.

Таблица 3.13

Критическое давление поражения человека ударной волной

Вероятность летального исхода	0,99	0,75	0,50	0.25	0,10
Δp^*, кПа	500	370	320	280	250

Наиболее чувствительны к поражающему действию ударной волны органы человека, отличающиеся большой разницей в плотностях соседних тканей, в первую очередь легкие. При этом существенное влияние оказывает ориентация человека относительно падающей волны и окружающих объектов. Наибольшие повреждения при минимальных значениях давления и импульса приходящей УВ получает человек, который стоит или лежит вблизи плоской отражающей поверхности, по нормали к которой набегает взрывная волна. Однако учет формы и типа отражающей поверхности, расстояния от нее человека, а также угла подхода взрывной волны представляет значительные трудности.

В США получены $\Delta p_m - I$ предельные диаграммы для различных степеней поражения органов дыхания человека в положении «стоя» с расположением тела вдоль фронта подходящей ударной волны. Проведенные исследования показали, что результаты воздействия ударной волны зависят от начального окружающего давления p_0, а при импульсном нагружении – и от массы человека M.

При этом критические параметры ударной волны, входящие в обобщенный критерий (3.83), могут быть найдены из соотношений

$$\Delta p^* = p_0 \Delta \bar{p}^*; \quad I^* = p_0^{0,5} M^{0,33} \bar{I}^*. \qquad (3.88)$$

Значения приведенных критических параметров $\Delta \bar{p}^*$, $\bar{I}^*$ для различных степеней поражения указаны в табл. 3.14.

Таблица 3.14

Приведенные критические параметры обобщенного критерия поражения органов дыхания

Процент летального исхода	1	10	50	90	99
$\Delta \bar{p}^*$, б/р	1,78	2,01	2,42	2,83	3,40
$\bar{I}^*$, $Па^{0,5} \cdot с / кг^{0,33}$	0,251	0,306	0,373	0,472	0,575

Константа K в обобщенном критерии (3.83) вычисляется по соотношению

$$K = 1,2 p_0^{1,5} M^{0,33} \Delta \bar{p}^* \bar{I}^* \quad [Па^{1,5} кг^{0,33}]. \qquad (3.89)$$

При воздействии взрывной волны на человека, находящегося в положении «стоя», происходит перенос тела как целого с последующим тормозящим ударом при падении. При этом возникают травмы, степень тяжести которых зависит от ряда факторов, таких как скорость при ударе, время торможения, тип поверхности, площадь соударения и т.д.

При тормозящем ударе голова наиболее уязвима для механических повреждений. Степени поражения человека при ударе головой о твердую поверхиость в зависимости от скорости указаны в табл. 3.15.

Таблица 3.15

Поражение человека прн ударе головой

Категорня травм человека	Относительная скорость удара, м/с
Практически безопасно	3,05
Нижняя граница, или порог допустимого повреждения	3,96
50-процентная вероятность летального исхода	5,49
Почти 100-процентная вероятность летального исхода	7,01

Удар другими частями тела более безопасен для человека, однако и он может привести к различным травмам (табл. 3.16).

Таблица 3.16

Поражение человека при ударе различными частями тела

Категории поражения при ударе различными частями тела	Относительная скорость удара, м/с
Практически безопасно	3,05
Нижняя граница, или порог допустимого повреждения	6,40
50-процентная вероятность летального исхода	16,46
Почти 100-процентная вероятность летального исхода	42,06

Интересно, что уровни практически безопасной скорости удара как головой, так и иными частями тела совпадают. Используя указанные данные, Бейкер (США) рассчитал избыточное давление Δp_m и удельный импульс I приходящей ударной волны, которые обеспечивают перенос тела человека с критическими скоростями. Полученные результаты можно представить в виде приближенных зависимостей:

- при ударе головой

$$\Delta p_m I/M^{0,33} = A; \qquad (3.90)$$

- при ударе другими частями тела

$$\Delta p_m I/M^{0,33} = B, \qquad (3.91)$$

где M – масса тела человека, кг; значения параметров A и B в зависимости от приобретаемой скорости приведены в табл. 3.17.

Таблица 3.17

Параметры удара человека о жесткую поверхность

Скорость удара, м/с	3,05	3,96	5,49	6,40	7,01	16,46	42.06
$A \cdot 10^{-5}$, Па^2·с/кг^{0,33}	400	546	748	–	964	–	–
$B \cdot 10^{-5}$, Па^2·с/кг^{0,33}	392	–	–	801	–	2043	5383

По величине максимального избыточного давления Δp_m и удельного импульса I в ударной волне в месте нахождения стоящего человека, а также по его массе M вычисляются значения параметров A (3.90) и B (3.91), по которым из табл. 3.15 – 3.17 определяются скорость метания и степень поражения человека при ударе.

Определение типа поражения живой силы противника. При оценке степени поражения войск противника фугасными боеприпасами принят несколько иной подход. В этом случае руководствуются данными, позволяющими оценить тип поражения живой силы противника *A*, *B* или *C*.

Основными параметрами ПВ и УВ, определяющими возможную тяжесть поражения живой силы противника, являются: скоростной напор, избыточное давление и длительность фазы сжатия. Характер и тяжесть поражения зависят также от положения ЖС в момент взрыва, вида взрыва и других условий. Учитывая взаимосвязь параметров УВ и различное положение ЖС, для ориентировочных расчетов можно принять, что тяжесть поражения характеризуется критическими значениями избыточного давления ПВ и воздушной УВ Δp^*, значения которых, соответствующие определенной вероятности поражения такого типа, приведены в табл. 3.18. Данные приведены для длительности фазы сжатия порядка 10^{-2} с.

Таблица 3.18

Характеристики уязвимости ЖС по отношению к действию воздушной УВ

Параметры	Тип поражения								
	A			*B*			*C*		
Вероятность поражения	1	0,5	0,1	1	0,5	0,1	1	0,5	0,1
Δp^*, МПа	0,50	0,32	0,25	0,36	0,21	0,16	0,29	0,17	0,13

Увеличение длительности фазы сжатия примерно до 10^{-1} с приводит к существенному снижению избыточного давления, необходимого для поражения ЖС. Уменьшение длительности фазы сжатия до 10^{-3} с требует повышения избыточного давления для достижения той же степени поражения ЖС, а при длительности фазы сжатия УВ менее $2 \cdot 10^{-3}$ с поражение ЖС определяется величиной удельного импульса УВ. Летальный исход в этом случае наступает при значениях $I^* \geq 900$ Па·с.

На рис. 3.23 представлено обобщение результатов по поражающему действию УВ на ЖС по четырем категориям поражения.

1. Летальный исход.

2. Крайне тяжелые 2а и тяжелые 2б повреждения, нередко сопровождающиеся осложнениями и заканчивающиеся летальным исходом; 50...60 % из числа пораженных нуждаются в медицин-

ской помощи в кратчайшее время и транспортируются в положении лежа; около 50 % пораженных на первом этапе медицинской эвакуации становятся нетранспортабельными; срок лечения пораженных от 2 до 12 мес. с длительной утратой трудоспособности (нижняя граница поражения по типу *A*).

3. Поражения средней тяжести, которые в большинстве случаев не опасны для жизни, а в неотложной медицинской помощи нуждаются 10...12 % из числа пораженных с транспортировкой в медицинские учреждения в положении лежа; срок госпитального лечения составляет 2...3 мес. с непродолжительной потерей трудоспособности после лечения (тип *B*).

4. Легкие поражения, не связанные с опасными для жизни или угрожающими инвалидностью последствиями, не требуют неотложной медицинской помощи; пораженные транспортируются в медицинские учреждения в положении сидя, а около 50 % из них могут передвигаться пешком и возвращаются к нормальной деятельности в сроки от 1 до 60 суток (тип *B* – тип *C*).

Очевидно, что при длительности фазы сжатия, превышающей 10^{-1} с, поражение будет определяться избыточным давлением. При уменьшении длительности фазы сжатия уровень критического избыточного давления увеличивается. Следовательно, чем больше длительность фазы сжатия, тем меньшее избыточное давление вызывает ту же степень поражения (речь идет об ударных нагрузках).

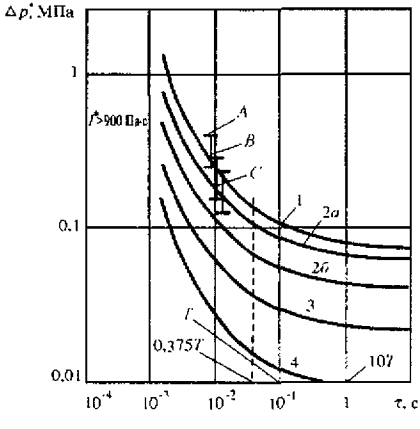


Рис. 3.23. Обобщение результатов по уязвимости ЖС при воздействии фугасного поля поражения

При функционировании традиционных фугасных боеприпасов, снаряженных конденсированными ВВ, в ближней зоне взрыва продолжительность действия воздушной УВ исчисляется миллисекундами и действие УВ носит импульсный характер. Такие УВ действуют на ЖС при взрыве зарядов небольшой массы, когда $\tau^+ \le 20$ мс. При увеличении массы заряда время действия УВ возрастает

до 20...200 мс. В этом случае основное влияние на характер поражения оказывает давление на фронте УВ. Организм человека весьма устойчив к действию УВ и не получает серьезных повреждений при давлении на фронте УВ до 0,01 МПа.

Если продолжительность действия воздушной УВ превышает 200...250 мс, то для человека опасны как давление, так и скорость движущегося за фронтом волны потока воздуха, которая приближенно может быть определена по формуле

$$u = 2000\Delta p_1, \qquad (3.92)$$

где u – скорость движения воздуха, м/с; Δp_1 – избыточное давление на фронте УВ, МПа. Например, при избыточном давлении 0,02 МПа скорость потока воздуха достигает 40 м/с. При такой скорости потока человек не удерживается на ногах и получает травмы при падении. Вместе с воздушным потоком, движущимся за фронтом УВ, летят различные элементы разрушенных объектов и другие предметы, представляющие серьезную опасность для людей н сооружений. При этом чем больше скорость потока и время действия УВ, тем больше вовлекается в движение предметов.

3.6. ВЗРЫВ ЗАРЯДА В ВОДЕ

Физическая картина взрыва в воде. Физическая картина взрыва заряда в воде качественно похожа на взрыв в воздухе. Однако, поскольку вода обладает малой сжимаемостью и является более плотной средой, чем воздух, численные значения параметров взрыва отличаются от таких же параметров в воздухе.

Рассмотрим взрыв в безграничной жидкой среде сферического заряда с центральным инициированием детонации. В момент подхода детонационной волны к границам заряда происходит резкий удар ПВ о воду, и в ней, как и в любой другой сжимаемой среде, возникает УВ. При этом начальное давление на фронте УВ имеет тот же порядок, что и давление на фронте детонационной волны. Начальная скорость УВ в воде меньше, чем скорость детонации ВВ D и составляет примерно $0{,}85D$. Плотность воды на фронте УВ возрастает максимально в 1,5 раза. Начальная массовая скорость за фронтом УВ в 2,5...3,0 раза меньше, чем скорость УВ. Поэтому скорость движения границы раздела сред существенно меньше начальной скорости УВ, фронт которой сразу же отрывается от ПВ.

По мере распространения УВ в воде все ее параметры быстро убывают. Так, на расстоянии, равном удвоенному приведенному радиусу заряда r_0, скорость УВ уменьшается более чем в два раза, а на расстоянии $r = (8...12)r_0$ она становится практически равной скорости звука в воде при нормальных условиях $c_0 = 1500$ м/с.

Необратимые потери при взрыве в воде малы, и энергия взрыва, перешедшая в УВ, тратится в основном на механическую работу, связанную с вовлечением в движение массы жидкости, по которой проходит УВ. Поэтому температура ее повышается незначительно (при взрыве заряда ТНТ, например, на расстоянии $r = 2r_0$ температура повышается на 38 °С). Это обстоятельство приводит к тому, что затухание УВ в воде происходит медленнее, т.е. при одинаковых относительных расстояниях максимальное давление в УВ в воде будет значительно выше, чем в воздухе. При этом за фронтом УВ в воде наблюдается более крутой спад давления, чем в воздухе, и толщина слоя воды, сжатой ударной волной, оказывается меньше, чем толщина слоя воздуха в воздушной УВ.

После отрыва УВ от ПВ последние продолжают расширяться, увеличивая объем газовой полости (см. рис. 3.24). При этом скорость расширения газового пузыря (ГП), которая сначала имела порядок 2,2...2,5 км/с, будет постепенно убывать. Давление внутри ГП также уменьшается и в какой-то момент станет равным гидростатическому давлению воды на данной глубине. Вытесняемая расширяющимся пузырем вода по инерции будет продолжать двигаться от центра взрыва, увеличивая размеры ГП. К концу расширения давление ПВ внутри ГП становится меньше гидростатического и он начинает сокращаться с постоянно возрастающей скоростью. При этом меняется направление движения потока жидкости, и она устремляется к центру взрыва, образуя в воде волну разрежения (ВР), распространяющуюся вслед за УВ. Сжатие ГП происходит до тех пор, пока давление внутри пузыря не уравновесится динамическим давлением сходящегося потока воды. В результате к концу сжатия давление в ГП станет выше гидростатического и вновь начнется процесс его расширения. Вторая фаза расширения также со-

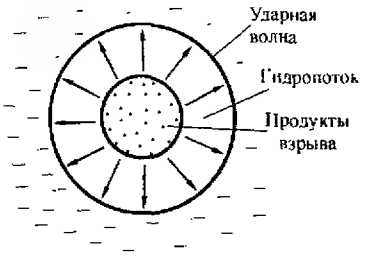


Рис. 3.24. Движение УВ и расширение ПВ при взрыве в воде

провождается сжатием воды и возникновением в ней зоны повышенного давления. Образуется так называемая вторичная УВ, максимальное давление в которой составляет примерно 10 % от давления в первичной УВ. Однако, поскольку продолжительность фазы вторичного расширения значительно больше, чем время действия первичной УВ, удельные импульсы обеих волн имеют один и тот же порядок. Характер изменения давления во времени в фиксированной точке при прохождении через нее первичной и вторичной волн показан на рис. 3.25.

Рис. 3.25. Зависимость давления от времени в фиксированной точке при взрыве заряда в воде

Периодическое расширение и сжатие ПВ происходит многократно (удается различить около десяти таких колебаний) и называется пульсацией газового пузыря. На рис. 3.26 показан характер изменения во времени радиуса пульсирующего пузыря. В процессе пульсации ГП на него действует сила Архимеда. Поскольку плотность ПВ меньше, чем плотность воды, ГП всплывает на поверхность. Так как при пульсациях изменяются объем и плотность ГП, всплытие происходит с переменной скоростью. Кроме того, во время всплытия на ГП действует сила сопротивления со стороны воды. Максимальная скорость всплытия наблюдается при достижении ГП минимальных размеров. Скорость всплытия пузыря значительно меньше скорости процессов, происходящих при взрыве и формировании поля давления, в результате чего эти процессы заканчиваются к моменту всплытия ГП. В момент касания поверхностью пузыря свободной границы воды происходит прорыв ПД в воздушную среду. Образовавшаяся в воде воронка при этом интенсивно захлопывается, и над поверхностью возникает кумулятивный всплеск воды, имеющий форму султана.

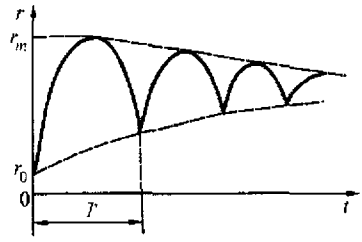


Рис. 3.26. Зависимость радиуса газового пузыря от времени: T – период первой пульсации; r_m – максимальный радиус газового пузыря

Численные расчеты процесса взрыва в воде позволили обнаружить вторичную УВ, уходящую в ПВ. После отражения от цент-

ра взрыва вторичная УВ движется к границе ГП и, достигая ее, распадается на две УВ: в воде и ПВ. Такой процесс повторяется с затухающей амплитудой. На рис. 3.27 изображена *r-t* диаграмма описанного процесса. Здесь *OA* – фронт ДВ, *AE* – УВ в воде, *AD* – контактный разрыв (КР) между водой и ПВ, *AB* – волна разрежения в ПВ, *ACD* – вторичная УВ в ПВ, *DE* и *DF* – УВ, образующаяся при преломлении вторичной УВ на КР.

Такова в общих чертах физическая картина процесса взрыва в воде.

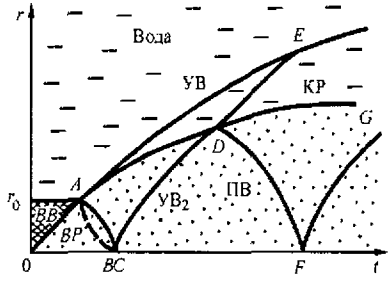


Рис. 3.27. r-t диаграмма начальной стадии взрыва сферического заряда в воде

Основные параметры подводного взрыва. Параметры, описывающие процесс пульсации ГП: период пульсации T и максимальный раднус пузыря r_m могут быть найдены с помощью π-теоремы. В данном случае искомые величины являются функциями четырех параметров: массы заряда ВВ m, удельной теплоты взрыва ВВ Q_v, плотностн воды ρ и гидростатнческого давления воды p_H иа данной глубине H. Применение π-теоремы дает следующий вид функциональных зависимостей:

$$T = \sqrt[3]{\frac{m}{\rho}}\frac{1}{\sqrt{Q_v}} f_t\left(\frac{\rho Q_v}{p_H}\right), \tag{3.93}$$

$$r_m = \sqrt[3]{\frac{m}{\rho}} f_r\left(\frac{\rho Q_v}{p_H}\right). \tag{3.94}$$

Результаты обработки экспериментальных даниых позволяют представить функции f_t и f_r в виде

$$f_t(x) = a_t x^{5/6}, \tag{3.95}$$

$$f_r(x) = a_r x^{1/3}, \tag{3.96}$$

где a_t и a_r – постоянные коэффициенты, определяемые в результате экспериментов.

После подстановки безразмерных параметров получаем следующие формулы:

$$T = a_t \sqrt{\rho} \sqrt[3]{m Q_v}\, p_H^{-5/6}, \tag{3.97}$$

$$r_m = a_r \sqrt[3]{\frac{m Q_v}{p_H}}. \tag{3.98}$$

Если в этих формулах p_H выражено в атмосферах, а размерности остальных величин соответствуют системе единиц СИ, то коэффициенты равны: $a_t = 4{,}4 \cdot 10^{-5}$, $a_r = 9{,}6 \cdot 10^{-3}$. Гидростатическое давление воды с глубиной увеличивается по закону

$$p_H = p_a (1 + 0{,}1H), \tag{3.99}$$

где H – глубина, м; p_a – давление на поверхности воды (атмосферное давление).

Для определения основных параметров УВ в воде (Δp_1, I_1) можно воспользоваться формулами (3.17) и (3.29), полученными для воздушной УВ (здесь $\Delta p_1 = p_1 - p_H$). При этом давление p_0 представляет собой сумму молекулярного давления сжатия воды $p_m = 10^4$ атм. и гидростатического давления на данной глубине p_H. Имея в виду, что для реальных глубин взрыва $p_m >> p_H$, в полученную формулу для Δp_1 можно подставить значение $p_0 \approx p_m = 10^4$ атм. Таким образом, из-за колоссального молекулярного давления воды и ее малой сжимаемости гидростатическое давление практически не оказывает влияния на величину давления на фронте УВ. Экспериментальные исследования, проведенные американским физиком Р. Коулом, позволили получить расчетные формулы для зарядов из тротила ($Q_v = 4{,}1$ МДж/кг):

$$\Delta p_1 = 533 \left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r} \right)^{1{,}13} \text{ [атм.]}, \tag{3.100}$$

$$I_1 = 5900 \frac{m^{0{,}63}}{r^{0{,}89}} \text{ [Па·с]}. \tag{3.101}$$

Здесь масса ВВ подставляется в килограммах, расстояние от места подрыва в метрах.

Формула (3.100) для Δp_1 справедлива в диапазоне 30...900 атм., а формула (3.101) для I_1 – в диапазоне расстояний, соответствую-

щих избыточным давлениям 30...500 атм. Для других типов ВВ можно использовать следующие формулы:

$$\Delta p_1 = 533\left(\frac{\sqrt[3]{k_\text{т} m}}{r}\right)^{1,13}, \qquad (3.102)$$

$$I_1 = 5900\sqrt{k_\text{т}}\,\frac{m^{0,63}}{r^{0,89}}, \qquad (3.103)$$

где $k_\text{т}$ – тротиловый эквивалент рассматриваемого заряда ВВ.

Длительность фазы сжатия УВ в воде в секундах может приближенно быть рассчитана по следующей зависимости:

$$\tau^+ \approx \frac{\sqrt[3]{k_\text{т} m}}{c_0}. \qquad (3.104)$$

Разрушающее действие подводного взрыва. Основными факторами, определяющими разрушающее действие при взрыве заряда в воде, являются: УВ (основная и вторичная), гидропоток (создается движением массы воды, вытесняемой ГП и движущейся за фронтом УВ) и ПВ ГП (в случае, если цель находится на расстоянии $r < r_m$). В настоящее время не существует теоретических методов оценки поражающего действия взрыва заряда ВВ в воде. Поскольку до 50...60 % энергии взрыва сосредоточено в основной УВ, расчет действия подводного взрыва обычно сводится к оценке действия УВ. При этом полагают, что чем интенсивнее основная УВ, тем при прочих равных условиях сильнее будет выражено действие и других сопутствующих поражающих факторов (вторичная волна, гидропоток, продукты взрыва).

Подводный взрыв применяется для действия по таким целям, для которых, как правило, справедливо соотношение $\tau^+ << T$, где T – период собственных колебаний объекта-цели. В этих условиях за характеристику разрушающего действия следует принимать удельный импульс. Однако, поскольку длительность действия фазы сжатия в УВ практически не зависит от расстояния, можно считать, что

$$I_1 \approx k\Delta p_1, \qquad (3.105)$$

где k – постоянная величина. Поэтому за характеристику разрушающего действия может быть принято также и избыточное давление в УВ Δp_1.

Рассмотрим кратко особенности действия подводного взрыва при подрывах в условиях реальных водоемов, когда возможно влияние дна и боковых стенок водоема, а также свободной поверхности воды.

Влияние боковых стенок и дна в значительной степени зависит от их прочности. Если глубина водоема (расстояние от заряда до стенок) невелика и дно (стенка) его достаточно прочное, то возникающая при отражении УВ увеличивает взрывную нагрузку на объект. Давление в отраженной волне возрастает примерно в два раза. Кроме того, при подводном взрыве также может иметь место нерегулярное отражение. Характер действующей на объект взрывной нагрузки зависит от взаимного расположения заряда, объекта и дна (стенок) водоема и, например, при регулярном отражении определяется моментом t_0 подхода к объекту отраженной УВ (рис. 3.28). Кроме того, необходимо учитывать, что в процессе пульсаций ГП как бы «притягивается» к жесткой поверхности. В результате ГП может вступить в контакт с объектом, даже если первоначально они находились на расстоянии, большем, чем максимальный размер пузыря r_m. В этом случае пульсирующий ГП будет все время оставаться в соприкосновении с поверхностью разрушаемого объекта и тем самым объект будет подвергнут дополнительному воздействию давления сильно сжатых ПВ, что приведет к увеличению его степени разрушения.

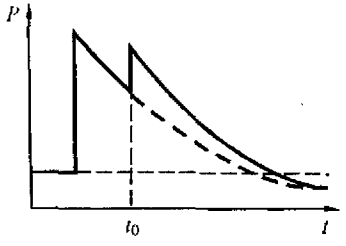


Рис. 3.28. Характер взрывной нагрузки, действующей на объект вблизи отражающей поверхности

Влияние свободной поверхности определяется тем, что при отражении от нее УВ образуется волна разрежения, распространяющаяся в глубь воды и способная срезать часть импульса, действующего на объект (рис. 3.29). Это возможно при малой глубине взрыва. Если глубина взрыва такова, что время подхода волны разрежения будет больше, чем время действия УВ, то наличие свобод-

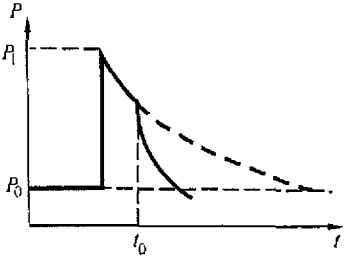


Рис. 3.29. Характер взрывной нагрузки, действующей на объект вблизи свободной поверхности

ной поверхности практически не влияет на величину взрывной нагрузки (рис. 3.30).

Воздушная полость, которая образуется за проникающей в воду авиационной бомбой, снижает разрушающее действие взрыва, так как часть энергии направляется по линии наименьшего сопротивления на сжатие и нагрев воздуха, находящегося в полости. Использование воздушных полостей для защиты подводных сооружений от действия взрыва приводит к необходимости увеличивать требуемый для разрушения заряд ВВ в несколько раз.

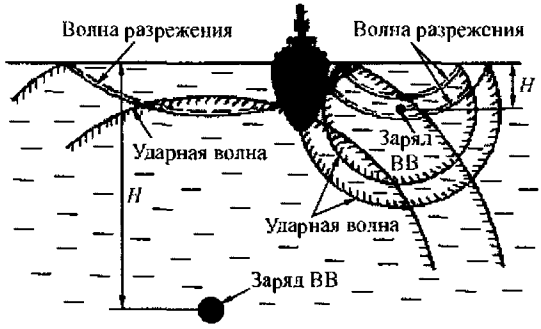


Рис. 3.30. Влияние свободной поверхности на разрушающее действие подводного взрыв

3.7. ВЗРЫВ ЗАРЯДА В ГРУНТЕ

Физическая картина взрыва в грунте. Взрыв заряда в грунте, или подземный взрыв, является одним из основных видов действия взрыва при боевом применении фугасных боеприпасов, снаряженных конденсированными ВВ. Часть важных объектов поражения располагается на значительной глубине для защиты от мощных взрывов. Кроме того, при взрыве в грунте могут возникать условия для повреждения или разрушения наземных или подземных сооружений.

В отличие от воздуха и воды физические свойства (плотность, прочность, упругость, водонасыщенность, пористость, пластичность и т.д.) грунтов крайне разнообразны. Так, например, скорость звука изменяется от 100 м/с у торфяника до 3000 м/с для известняка. Основной отличительной особенностью грунтов является их пористость (т.е. наличие включений в виде воды и защемленного

воздуха). Объем таких включений может составлять от 0,1 % у гранита до 70 % у глины. При сжатии пористого грунта сначала происходит его уплотнение за счет ликвидации пористости. При этом существенно возрастает плотность грунта. Дальнейшее увеличение давления приводит к сжатию твердых частиц грунта. Кроме того, грунт, как любая твердая среда, обладает остаточной деформацией. После снятия нагрузки плотность грунта остается практически такой же, как и в момент его сжатия, а частицы грунта не возвращаются в исходное положение. Наконец, значительная часть энергии взрыва расходуется на необратимые потери, связанные с созданием пластических деформаций и разрушением (дроблением, разрыхлением) частиц грунта.

Теоретическое изучение явления взрыва заряда в грунте сталкивается с трудностями, обусловленными отсутствием общего уравнения состояния грунта. Вопросы, определяющие разрушение грунта при взрывных нагрузках, исследованы недостаточно.

Кроме того, при естественном залегании грунт и горные породы представляют собой, как правило, слоистую среду с переменной толщиной слоев. Свойства каждого слоя, по существу, индивидуальны, что делает изучение распространения в таких средах волновых процессов задачей трудной и неопределенной. Многообразие грунтов и их физических свойств и характеристик заставляет использовать различные упрощенные модели, справедливые лишь для определенных типов грунтов. При решении практических задач широко используются данные экспериментальных исследований.

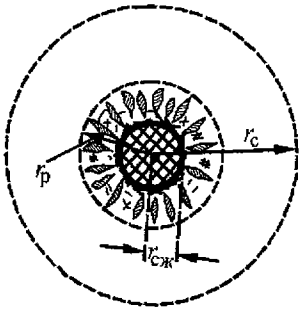


Рис. 3.31. Характерные зоны, образующиеся при взрыве заряда в безграничном грунте

Рассмотрим взрыв сферического заряда ВВ в неограниченном однородном грунте (рис. 3.31). После окончания процесса детонации сильно сжатые продукты взрыва производят резкий удар по прилегающим слоям грунта, сжимают их и создают в грунте УВ. Кроме того, расширяющиеся ПВ вытесняют окружающий грунт, приводя его в движение в радиальных направлениях. Начальное давление на фронте образовавшейся УВ зависит от свойств грунта. Для скальных пород оно может быть больше, а для малопрочных грунтов существенно

меньше, чем давление на фронте ДВ. Отрыв УВ от ПВ происходит тем раньше, чем менее сжимаема среда, т.е. чем больше в среде скорость звука. Так, для скальных и водонасыщенных грунтов УВ практически сразу отрывается от ПВ; для пористых грунтов отрыв происходит тем позже, чем больше их пористость. Начальная скорость распространения УВ лишь незначительно превышает скорость звука в грунте и уже на расстояниях, равных 2-3 приведенным радиусам заряда, становится равной скорости звука. Характер зависимости давления на фронте УВ от времени во многом определяется пластическими свойствами грунтов. Для малопластичных сред характерен обычный для УВ резкий скачок давления на фронте волны. У пластичных грунтов давление нарастает не так резко, вследствие чего на некотором расстоянии от точки взрыва УВ превращается в волну сжатия, причем максимальное давление соответствует примерно середине фазы сжатия. В малопластичных же средах такой переход имеет место на больших расстояниях от центра взрыва при давлении меньшем 10 атм. Продукты взрыва, вытесняя в процессе расширения грунт, уже уплотненный УВ, дополнительно сжимают его в радиальном направлении и растягивают в тангенциальном. В результате этого в некотором объеме грунта, называемом зоной разрушения и характеризуемом радиусом $r_р$, образуется система радиальных трещин, а в области, прилегающей к ПВ, грунт дробится, раздавливается и прессуется в монолитную массу. Объем, занимаемый по окончании процесса расширения газообразными ПВ, называется зоной сжатия и характеризуется радиусом сжатия $r_{сж}$. За зоной разрушения грунта следует зона его пластических, а затем упругих деформаций, называемая зоной сотрясения и характеризуемая радиусом $r_с$. Наличие этой зоны является следствием радиальных смещений частиц грунта под действием проходящей УВ и расширяющихся ПВ. При этом в зоне пластических деформаций частицы грунта не возвращаются в исходное положение, а в зоне упругих деформаций колебания происходят в пределах упругости грунта. Теоретически размеры зоны сотрясений в неограниченной твердой среде очень велики. Находящиеся в этой зоне объекты подвергаются так называемому сейсмическому действию взрыва. Поэтому на практике величина $r_с$ обусловлена критической амплитудой, скоростью или ускорением смещения при анализе разрушения того или иного объекта. Размеры зон, возникающих при взрыве в грунте, определяются массой заряда ВВ, его теплотой взрыва и свойствами грунта.

Параметры, характеризующие процесс взрыва в грунте. Современные теоретические методы расчета не позволяют с нужной для практики точностью оценить параметры поля подземного взрыва. Эти данные получают с помощью экспериментальных исследований, которые могут проводиться как в лабораторных условиях, так и в естественных грунтах.

Так, опытным путем было установлено, что радиус зоны разрушения в метрах можно оценить по формуле

$$r_{\text{р}} = k_{\text{р}} \sqrt[3]{m_{\text{т}}}\,, \qquad (3.106)$$

где $m_{\text{т}}$ – тротиловый эквивалент заряда ВВ, кг; $k_{\text{р}}$ – коэффициент, зависящий от свойств грунта.

Значения $k_{\text{р}}$ для некоторых сред приведены в табл. 3.19.

Таблица 3.19

Значения коэффициента $k_{\text{р}}$ для некоторых сред

Среда	$k_{\text{р}}$
Свеженасыпанная земля	1,40
Обычный грунт	1,07
Плотный песок	1,04
Каменистый грунт	0,96
Глина	0,94
Известняк	0,92
Гранит	0,77
Бетон	0,77
Железобетон	0,65

Радиус зоны сжатия пропорционален радиусу зоны разрушения:

$$r_{\text{сж}} = 0{,}36\, r_{\text{р}}\,. \qquad (3.107)$$

При определении параметров зоны сотрясения необходимо учитывать, что размеры этой зоны определяются исходя из назначенной критической амплитуды колебаний частиц грунта.

Анализ опытных данных показывает, что максимальное давление на фронте сферической УВ и волн сжатия в грунте может быть представлено на основе теории подобия и размерностей в виде

$$p_m = f\left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r}\right). \qquad (3.108)$$

Так, например, давление в свеженасыпанном грунте может быть рассчитано по формуле

$$p_m = 6\left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r}\right)^4 + 1{,}32\frac{\sqrt[3]{m}}{r}. \qquad (3.109)$$

Для большинства грунтов общая формула имеет вид

$$p_m = A\left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r}\right)^n. \qquad (3.110)$$

Здесь масса ВВ подставляется в килограммах, расстояние от места подрыва в метрах, давление получается в атмосферах. Значения коэффициентов A и n, определенные экспериментально, приведены в табл. 3.20. Здесь же представлены значения плотности грунтов ρ_0, доли объема грунта, занятого воздухом Δ, массовой влажности (отношения массы воды, содержащейся в грунте, к массе твердых частиц) W, а также диапазон давлений Δp_m, в котором измерялись параметры волн в грунте.

Таблица 3.20

Коистаиты, определяющие зависимость давлеиия от расстояния в груите

Грунт	ρ_0, г/см^3	Δ	W, %	A	n	Δp_m, атм.
Водонасыщенный						
Вода	1,00	–	–	533	1,13	70...1800
Песок естественного сложения	1,98	0	–	600	1,05	10...200
Тот же	1,98	$5\cdot10^{-4}$	–	450	1,5	20...220
Тот же	1,97	0,008...0,012	–	250	2,0	10...150
Насыпной песок	1,98	0,015...0,025	–	90	2,6	1...100
Тот же	1,89	0,030...0,040	–	45	2,5	1...50
Плотная глина естественного сложения	2,05	0,010...0,020	–	120	2,5	1...180
Неводонасыщенный						
Песок естественного сложения	1,58	–	8...10	7,5	3,0	1...40
Суглиок естественного сложеиия	1,62	–	10...12	8,0	3,0	1...125
Насыпной песок	1,50	–	3...6	2,8	3,3	1...30
Тот же	1,50	–	5...7	6,0	3,2	1...40
Лесс естественного сложення	1,36	–	12...15	4,5	2,8	1...46
Гранит			–	320 150	2,0 1,2	50...250 <50

Представленные в табл.3.20 параметры волн справедливы для камуфлетных взрывов, когда заряды располагаются на такой глубине h, что на поверхности грунта нет видимых деформаций. Замеры проводились на глубине взрыва. При этом величина $h > 0,6\sqrt[3]{m}$. С уменьшением заглубления заряда параметры волн уменьшаются за счет волн разрежения, распространяющихся от поверхности грунта. Учесть влияние свободной поверхности можно с использованием следующей формулы:

$$p_m = k\varphi\left(h/\sqrt[3]{m}\right)\frac{m}{r^3}, \qquad (3.111)$$

$$\varphi\left(h/\sqrt[3]{m}\right) = \begin{cases} 0,2 + 1,33\dfrac{h}{\sqrt[3]{m}}, & \text{при } h < 0,6\sqrt[3]{m}, \\ 1, & \text{при } h \geq 0,6\sqrt[3]{m}, \end{cases} \qquad (3.112)$$

где h – глубина взрыва, м; k – коэффициент, зависящий от свойств грунта (для лёсса k = 3,5, для суглинка k = 8,75, для илистой глины k = 22,2, для сухой глины k = 65,5, для мокрой глины k = 440).

Для приближенного учета влияния свободной поверхности грунта часто пользуются методом фиктивных зарядов. При этом полагают, что действие волны разрежения от свободной поверхности эквивалентно взрыву фиктивного заряда, расположенного симметрично действительному заряду относительно поверхности грунта (рис. 3.32). Фиктивный заряд создает такое же поле давлений, что и действительный заряд, но с обратным знаком. В этом случае максимальное давление можно определить по формуле

$$p_m = f\left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r_1}\right) - f\left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r_2}\right), \qquad (3.113)$$

где r_1 и r_2 – соответственно расстояния в метрах от рассчитываемого объекта O (рис. 3.32) до реального и фиктивного зарядов.

Удельный импульс, действующий на подземные сооружения, на основании теории подобия и размерностей может быть определен по формуле (для сосредоточенных зарядов из тротила массой 0,2...1000 кг)

$$I_1 = B\sqrt[3]{m}\left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r}\right)^{\mu}, \ [\text{Па·с}], \qquad (3.114)$$

где B и μ – коэффициенты, зависящие от свойств грунта и представленные в табл. 3.21.

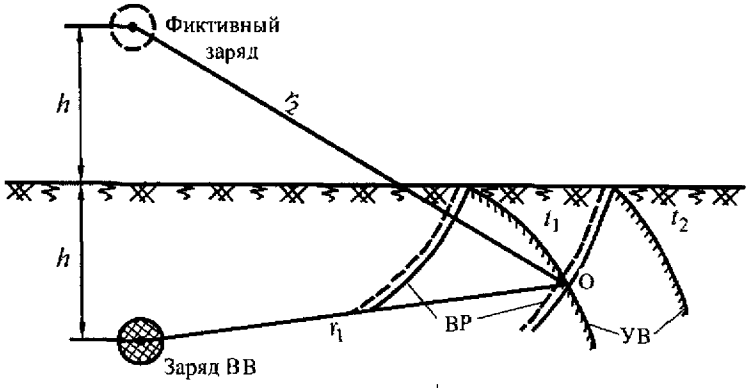


Рис. 3.32. Иллюстрация метода фиктивных зарядов

Таблица 3.21

Коистаиты, определяющие зависимость импульса от расстояиия в груите

Грунт	ρ_0, г/см^3	Δ	W, %	B	μ
Вода	1,0	0		5888	0,89
Водоиасыщенный песок	1,89...1,98	0		8000	1,05
		$5\cdot10^{-4}$		7500	1.10
		10^{-2}		4500	1,25
		$4\cdot10^{-2}$		4000	1,40
Неводонасыщенный песок	1,45...1,55	–	3...6	3200	1,50
	1,50...1,55	–	10...12	4000	1,50
Суглинистый неводоиасыщенный грунт	1,60...1,65	–	–	4000	1,45
Глинистый грунт	1,70...1,75	–	15	4500	1,40
Лёссовидный неводонасыщенный грунт	1,34...1,38	–	–	5000	1,50

Для учета влияния свободной поверхности можно использовать формулу

$$I_1 = B\varphi\left(\frac{h}{\sqrt[3]{m}}\right)\sqrt[3]{m}\left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r}\right)^{\mu}, \qquad (3.115)$$

где функция $\varphi\left(\frac{h}{\sqrt[3]{m}}\right)$ определяется из (3.112).

Для времени действия УВ предложена зависимость

$$\tau^{+} = \sqrt[3]{m}\left(a + b\frac{r}{\sqrt[3]{m}}\right) \quad [\text{с}], \qquad (3.116)$$

где a и b – эмпирические коэффициенты, приведенные в табл. 3.22.

Таблица 3.22

Константы, определяющие время действия волны сжатия в неводонасыщенном грунте

Грунт неводонасыщенный	ρ_0, г/см^3	W, %	$a\cdot10^3$, с·кг$^{-1/3}$	$b\cdot10^3$, с·м$^{-1}$
Песчаный	1,52...1,60	8...10	4	16
	1,45...1,50	3...6	16	24
Суглинистый	–	–	10	10
Лёссовидный	–	–	14	14
Гранит	–	–	0,23	0,13

Взрыв в грунте может быть двух видов:

- взрыв с образованием воронки, который иногда называют взрывом на выброс грунта;
- взрыв на относительно большой глубине, когда никаких видимых изменений на поверхности грунта не образуется; такой взрыв носит название камуфлетного.

Рассмотрим взрыв на выброс грунта. При взрыве заряда вблизи поверхности до момента выхода УВ на поверхность характер процесса ничем не отличается от взрыва в неограниченном грунте. Затем, после выхода УВ на поверхность, она отражается от нее в виде волны разрежения. Волна разрежения движется вглубь грунта, и сопутствующие ей растягивающие напряжения разрыхляют массу грунта, прилегающую к поверхности. Поэтому зоны сжатия и разрежения деформируются, вытягиваясь в направлении к поверхности и сокращаясь в обратном направлении. При достаточно малой глубине взрыва и достаточно большой массе заряда часть грунта будет выброшена вверх. В первоначальный момент образуется воронка, форма которой представляет собой сочетание конуса с деформированной сферой сжатия (рис. 3.33). Часть выброшенного грунта, падая вниз, попадает обратно в воронку, заполняя объем сферы сжатия и образуя по краям воронки гребень. Окончательная форма образовавшейся воронки близка к усеченному конусу, радиус

меньшего основания которого равен половине радиуса воронки. При этом глубина воронки h оказывается равной глубине взрыва заряда. Отношение радиуса воронки R к глубине взрыва h называется показателем выброса n. Очевидно, что объем воронки W_0 может быть выражен через ее глубину h и показатель выброса n:

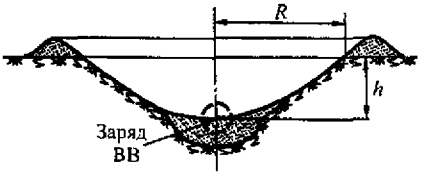


Рис. 3.33. Схема воронки

$$W_0 = \frac{7}{12}\pi h R^2 \approx 1{,}83 n^2 h^3 . \qquad (3.117)$$

Заряд, у которого $n > 1$, называется зарядом усиленного выброса; если $n = 1$, такой заряд называют зарядом нормального выброса, заряд, у которого $n < 1$, называют зарядом уменьшенного выброса.

Общий вид формул, связывающих массу тротилового эквивалента заряда с размерами воронки, может быть определен с помощью теории подобия и размерностей при учете прочности грунта и силы тяжести

$$m_T = K h^{\alpha} f(n), \qquad (3.118)$$

где $\alpha = 3...4$ – коэффициент, зависящий от вида и глубины взрыва. Вид функции

$$f(n) = A + Bn^3$$

был предложен на основе опытных данных; опытные коэффициенты: $A = 0{,}4$, $B = 0{,}6$. K – коэффициент, зависящий от свойств грунта, его значения приведены в табл. 3.23.

Таблица 3.23

Значения коэффициента K

Вид грунта	K	Вид грунта	K
Базальт	1,75...2,30	Мел	0,80...0,95
Гранит	1,50...2,25	Лесс	0,90...1,30
Известняк	1,30...2,10	Глина	1,00...1,30
Известняк-ракушечник	1,50...1,75	Суглинок	1,00...1,15
Гипс	1,00...1,30	Песок плотный и влажный	1,20...1,30
Обычный грунт	0,95	Песок	1,50...1,70
Свеженасыпанный грунт	0,43	Бетон	3,15-3,60

Если глубина заложения заряда $h < 25$ м, то коэффициент $\alpha = 3$. Такой показатель используется для расчетов сосредоточенных зарядов усиленного выброса (т.е. зарядов, при взрыве которых образуются воронки с $n>1$). Для зарядов уменьшенного выброса формула (3.118) с $\alpha = 3$ дает завышенные значения масс зарядов.

Разрушающее действие взрыва в грунте. Анализируя физическую картину взрыва в грунте, можно выделить три вида его разрушающего действия:

1) взрыв на выброс грунта;
2) разрушение взрывом подземных сооружений;
3) сейсмическое действие взрыва.

Рассмотрим способы оценки различных видов разрушающего действия взрыва в грунте.

Взрыв на выброс. Этот вид взрыва используется как в мирных, так и в военных целях (для поражения таких объектов, как взлетно-посадочные полосы (ВПП) аэродромов, шоссе, железнодорожные пути и т.п.). В этом случае следует добиваться образования воронок усиленного выброса, имеющих большой объем. Как показывают исследования, наиболее выгодным является показатель выброса $n = 1{,}5...3{,}0$. Размеры воронки рассчитываются по формулам (3.117), (3.118). В табл. 3.24 для примера представлены опытные данные для размеров воронок, образующихся при бомбометании с высот 1200...3500 м авиабомбами различных калибров при установке замедления взрывателя 0,2 с.

Таблица 3.24

Данные о размерах воронок

Тип авиабомбы	Тип грунта	Размеры воронок, м	
		диаметр	глубина
ФАБ-100	Известняк	1,5...2,0	0,7...1,0
ФАБ-250	Известняк	4,5...5,5	1,2...1,5
ФАБ-500	Известняк	6,0...8,0	1,5...2,0
ФАБ-500	Суглинок	11,0...12,0	4,1...4,5

Разрушение подземных сооружений. В этом случае, как правило, требуется большая глубина проникания. Поэтому выгодным является использование зарядов ослабленного выброса ($n = 0{,}75...1{,}00$). Разрушение подземных объектов наступает тогда, когда сооружение находится в пределах зоны разрушения $r_р = k_р \sqrt[3]{m_т}$. Для расчета поражающего действия используется метод эквивалентных слоев.

Слой материала объекта разрушения толщиной b заменяют эквивалентным по сопротивляемости слоем грунта $b_э$:

$$\frac{b_э}{k_р} = \frac{b}{k_{р1}}, \tag{3.119}$$

где $k_р$, $k_{р1}$ – коэффициенты, определяющие размеры зон разрушения в грунте и материале объекта соответственно. Отсюда радиус поражения объекта может быть рассчитан по формуле

$$r_р = k_р \sqrt[3]{m_T} - b_э = k_р \left(\sqrt[3]{m_т} - \frac{b}{k_{р1}} \right). \tag{3.120}$$

Масса заряда, необходимого для разрушения объекта на расстоянии $r_р$, вычисляется следующим образом:

$$m_т = \left(\frac{r_р}{k_р} + \frac{b}{k_{р1}} \right)^3. \tag{3.121}$$

Сейсмическое действие взрыва. После выхода УВ на поверхность грунта от эпицентра взрыва начинают распространяться поверхностные волны. Причиной появления поверхностных волн является массовая скорость частиц грунта за фронтом УВ. После прохода УВ частицы грунта, двигаясь по инерции, проходят свое равновесное положение и возвращаются в исходное положение. В результате возникают продольные колебания частиц грунта вдоль направления движения УВ. Одновременно с этим в направлениях, перпендикулярных движению УВ, возникают поперечные колебания частиц грунта, связанные с сопротивляемостью твердых тел изменению своей формы. Совместное действие продольных и поперечных колебаний частиц грунта приводит к тому, что вдоль свободной поверхности грунта от эпицентра взрыва распространяется поверхностная сейсмическая волна (волна Рэлея). Дело в том, что частицы грунта, находящиеся на поверхности земли (рис. 3.34,*а*), во время своего движения испытывают меньшее сопротивление со стороны окружающей среды, чем частицы, находящиеся на глубине (рис. 3.34,*б*), поскольку в первом случае площадь контакта частиц с грунтом практически в два раза меньше. Сейсмическая волна

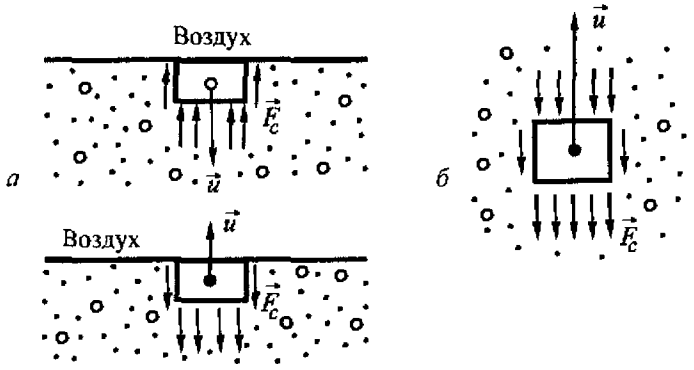


Рис. 3.34. Силы сопротивления $\vec{F}_c$ движению частиц грунта, находящихся: *а* – на поверхности; *б* – на глубине; $\vec{u}$ – скорость частиц

вызывает колебания частиц грунта за пределами радиуса разрушений, т.е. в зоне упругих деформацнй. Запись горизонтальных смещений частиц грунта под действием сейсмических волн позволяет получить так называемую сейсмограмму взрыва (рис. 3.35). Вначале прибор, производящий запись, зафиксирует вынужденные колебания грунта под воздействием УВ. Период этих колебаний соответствует упругим деформациям грунта на фронте УВ (τ = 0,005...0,050 с). Эта фаза колебаний называется вступлением. Через 1...10 с после начала фазы вступления начинается главная фаза свободных колебаний грунта, представляющая собой сейсмнческую волну.

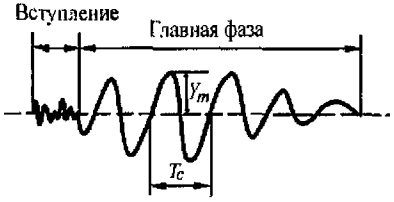


Рис. 3.35. Сейсмограмма взрыва

Явленне сейсмического действия взрыва было исследовано М.А. Садовским. Полный период колебаний частиц грунта в главной фазе может быть оценен с помощью формулы

$$T_c = \tau_c lg\, r,\ [\text{с}], \qquad (3.122)$$

где r – расстояние от точкн взрыва, м; τ_c – коэффициент, зависящий от свойств грунта (табл. 3.25).

Таблица 3.25

Значения коэффициента τ_c

Тип грунта	τ_c, с
Водонасыщенный грунт (торфяники, плывуны)	0,11...0,13
Наносный грунт средней прочности	0,06...0,09
Скальный грунт	0,01...0,03

Величина максимальной скорости колебаний частиц грунта для произвольного показателя выброса n может быть определена по формуле, полученной с помощью теории подобия:

$$u_m = \frac{2}{\sqrt[3]{f(n)}}\left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r}\right)^{1,5}, \qquad (3.123)$$

где $f(n)$ – функция выброса. Полагая, что колебания частиц грунта являются синусоидальными

$$y = y_m \sin\frac{2\pi}{T_c}t, \qquad (3.124)$$

можно, зная u_m и T_c, определить амплитуду y_m и ускорение a_m колебаний. Амплитуда y_m в этом случае определяется по формуле

$$y_m = \frac{u_m T_c}{2\pi}, \qquad (3.125)$$

а максимальное ускорение a_m

$$a_m = \frac{4\pi^2}{T_c^2} y_m. \qquad (3.126)$$

Подставив значения u_m и T_c из формул (3.122), (3.123) в (3.125) и (3.126), получим

$$y_m = \frac{0,32\tau_c \lg r}{\sqrt[3]{f(n)}}\left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r}\right)^{1,5}, \qquad (3.127)$$

$$n_m = \frac{1,28}{\tau_c \lg r \sqrt[3]{f(n)}}\left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r}\right)^{1,5}, \qquad (3.128)$$

где $n_m = \frac{a_m}{g}$ – максимальная перегрузка.

Оценка сейсмического действия взрыва производится путем сопоставления величин u_m, y_m, или n_m с их критическими значениями, определяемыми динамическими свойствами рассматриваемого сооружения. Так, например, некоторые исследователи рекомендуют пользоваться шкалой разрушений, составленной для землетрясений. Катастрофическим разрушениям соответствует значение перегрузки $n_m = 0{,}3...0{,}4$, сильным – $n_m = 0{,}05...0{,}10$, слабым – $n_m = 0{,}02...0{,}05$. Следует учитывать, что степень разрушений заметно возрастает, если периоды свободных колебаний сооружения и грунта близки друг к другу.

3.8. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Что понимается под фугасным действием?

2. Для поражения каких целей предназначены фугасные боеприпасы?

3. Отметьте отличительные особенности боеприпасов объемного взрыва.

4. Перечислите основные поражающие факторы фугасных боеприпасов при взрыве в воздухе, воде и грунте.

5. Почему при взрыве на земной поверхности давление в воздушной УВ выше, чем при взрыве заряда на высоте?

6. Почему при отражении ударной волны от преграды растет давление на ее фронте?

7. Что такое регулярное и нерегулярное отражение ударных волн?

8. Почему может происходить нерегулярное отражение ударных волн?

9. На какую из двух преград прн прочих равных условиях будет действовать более высокое давление при падении на нее ударной волны, если обе преграды нмеют одинаковую площадь, одинаково ориентированы по отношению к ударной волне, но сечение одной преграды близко к квадратному, а вторая преграда имеет вытянутую форму?

10. Что понимается под верхним и нижним концентрационными пределами воспламеняемости и детонации для топливно-воздушной смеси?

11. В чем заключаются отличия между дефлаграцией и детонацией топливно-воздушной смеси?

12. Может ли топливно-воздушная смесь детонировать в неограниченном стенками объеме от источника пламени?

13. Какие условия необходимо обеспечить для того, чтобы облако топливно-воздушной смеси могло детонировать?

14. В каких случаях результаты воздействия взрывных волн на цели должны оцениваться по избыточному давлению, в каких – по удельному импульсу, а в каких – по совместному воздействию давления и импульса?

15. Запишите и объясните выражение для обобщенного критерия поражения фугасным действием.

16. В каких случаях при оценке поражения целей фугасным действием можно использовать значения параметров непосредственно на фронте ударной волны в воздухе?

17. Почему при нахождении человека около здания или забора поражающее действие ударной волны может резко возрасти?

18. Опишите характерные признаки взрыва заряда конденсированного ВВ в воде.

19. Почему при взрыве в воде происходят пульсации газового пузыря?

20. Почему при оценке поражающего действия подводного взрыва обычно используют в качестве критерия удельный импульс?

21. Как влияют боковые стенки и дно водоема на параметры ударной волны подводного взрыва?

22. Для поражения каких целей используют фугасное действие зарядов ВВ в грунте?

23. Что представляет собой метод фиктивных зарядов и для чего он используется?

24. Что такое камуфлетный взрыв?

25. Что следует понимать под зарядом усиленного, нормального и уменьшенного выброса?

26. Перечислите и охарактеризуйте основные виды разрушающего действия заряда ВВ при его взрыве в грунте.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 3

1. *Физика взрыва* / Под ред. Л.П. Орленко: В 2 т. – М.: Физматлит, 2002.

2. *Миропольский Ф.П., Саркисян Р.С., Вишняков О.Л., Попов А.М.* Авиационные боеприпасы и их исследование / ВВИА им. Н.Е. Жуковского. – М., 1996. – 527 с.

3. *Садовский М.А.* Механическое действие воздушных ударных волн по данным экспериментальных исследований // Физика взрыва. – М.: АН СССР. – 1952. – № 1.

4. *Саламахин Т.М.* Физические основы механического действия взрыва и методы определения взрывных нагрузок / ВИА им. В.В. Куйбышева. – М., 1974.

5. *Методика* определения параметров взрывного устройства по разрушениям окружающей обстановки, типовых строительных конструкций и повреждениям биообъектов на месте происшествия / Под ред. В.А. Химичева // НПО Специальная техника и связь. – М., 2002. –106 с.

6. *Охитин В.Н.* Автомодельное распределение параметров за фронтом детонационной волны // ПМТФ. –1984. – № 1.

7. *Взрывные явления.* Оценка и последствия; В 2 кн.: Пер. с англ. / Бейкер У., Кокс П., Уэстайн П. и др.; Под ред. Я.Б. Зельдовича, Б. Гельфанда. – М.: Мир, 1986. – Т. 1. – 319 с. – Т. 2. – 384 с.

8. *Нетлентон М.* Детонация в газах: Пер. с англ. – М.: Мир, 1989. – 280 с.

9. *Васильев А.А., Кулаков Б.И., Митрофанов В.В.* и др. Инициирование взрывчатых газовых смесей быстролетящим телом // Доклады Академии наук.- 1994. –Т. 338. – № 2. – С. 188-190.

10. *Коул Р.* Подводные взрывы. – М.: Изд-во ин. лит., 1950.

11. Ляхов Г.М. Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах. – М.: Недра, 1964.

12. *Ляхов Г.М., Покровский Г.И.* Взрывные волны в грунтах. – М.: Гостехиздат, 1962.

13. *Веремеев Ю.* Боеприпасы объемного взрыва (термобарические) // http://armor.kiev.ua/army/hist/obomvzryv.shtml

14. *Балаганский И.А.* Природные и техногенные катастрофы: Учебное пособие. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2003. – 63 с.

15. *Аварии* и катастрофы. Предупреждение и ликвидация последствий: Учеб. пособие. В 4 кн. / Под ред. К.Е. Кочеткова, В.А. Котляревского, А.В. Забелина. – М.: Изд-во АСВ, 1995. – 1998.

16. *Энциклопедия* современной военной авиации / В.П. Морозов, В.А. Обухович, С.И. Сидоренко, А.Б. Шнрокорад. – Минск: Харвест. – М.: АСТ, 2001. – 720 с.

17. *Справочник* по гражданской обороне / М.А. Тарасов, Н.Д. Поникаров, А.П. Басевич и др. – М.: Воениздат, 1978. – 384 с.

18. *Оружие России*: Справочник. – М.: Военный парад, 2000.

ГЛАВА 4

СРЕДСТВА ПОРАЖЕНИЯ И БОЕПРИПАСЫ ПРОНИКАЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ

4.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Средства поражения и боеприпасы проникающего действия представляют обширную группу, общим признаком которой является их способность проникать внутрь цели, или обеспечивать сквозное пробитие, за счет своей кинетической энергии. В зависимости от типа цели и ее защищенности такие средства поражения могут иметь различный конструктивный облик, использовать для поражения цели различные физические механизмы.

Чтобы пояснить сказанное, приведем ряд примеров целей, для поражения которых используются средства поражения и боеприпасы проникающего действия.

Так же как и боеприпасы кумулятивного действия, бронебойные боеприпасы используются для поражения бронированных и легкобронированных целей, таких, в частности, как танки, самоходные артиллерийские установки, боевые машины пехоты и бронетранспортеры. Задача таких боеприпасов – обеспечить пробитие броневой защиты и затем нанести поражение уязвимым агрегатам и экипажу, расположенным внутри цели.

Бетонобойные боеприпасы используются для поражения материальной части и живой силы в фортификационных сооружениях.

Специально разрабатываются средства поражения и боеприпасы проникающего действия для уничтожения самолетов в железобетонных укрытиях, объектов военной техники и живой силы, находящихся в особо прочных укрытиях, для вывода из строя взлетно-посадочных полос аэродромов, а также уничтожения командных пунктов, пунктов связи и других объектов.

С полным основанием к боеприпасам проникающего действия можно отнести и боеприпасы стрелкового оружия.

Бронебойные артиллерийские снаряды. Бронебойные снаряды предназначаются для стрельбы по бронированным целям (танкам, САУ, бронемашинам, самолетам, кораблям) из артиллерийских систем различных калибров. Бронебойные снаряды в морской артиллерии появились почти одновременно с нарезными орудиями. С ростом защищенности целей развивались и бронебойные снаряды – росли скорости, усложнялись и совершенствовались их конструкции.

В соответствии с назначением бронебойных снарядов к ним предъявляются следующие требования:

а) мощное ударное действие по броне, которое характеризуется наибольшей толщиной пробиваемой брони и при прочих равных условиях зависит от кинетической энергии снаряда в момент встречи с преградой, формы головной части и угла встречи с броней, прочности корпуса снаряда при ударе о броню;

б) высокое поражающее действие за броней, проявляющееся в виде ударного, фугасного, осколочного и зажигательного действия;

в) высокая точность стрельбы, поскольку для поражения цели необходимо обеспечить прямое попадание в нее. Отметим попутно, что все бронебойные снаряды обязательно имеют трассер, обеспечивающий видимость его траектории и возможность визуальной корректировки огня.

По устройству бронебойные артиллерийские снаряды подразделяются на калиберные и подкалиберные.

Калиберные бронебойные снаряды. Калиберные бронебойные снаряды получили свое название в отличие от подкалиберных и соответственно имеют калибр, совпадающий с калибром орудия. Они могут иметь камору, снаряженную ВВ, или быть сплошными. Масса взрывчатого вещества, которым могут быть снаряжены такие боеприпасы, составляет 0,4...1,4 % от массы всего снаряда.

По конструкции головной части калиберные бронебойные снаряды подразделяются на снаряды с острой головной частью; снаряды с притупленной головной частью и баллистическим наконечником; снаряды с бронебойным и баллистическим наконечниками (рис. 4.1).

Снаряды с острой головной частью (рис. 4.1,*а*) являются самой ранней конструктивной формой бронебойных снарядов и предназначаются для стрельбы по гомогенной броне небольшой

толщины. На наружной поверхности снарядов этой группы имеются 1-2 кольцевые канавки, называемые подрезами-локализаторами. При ударе снаряда о броню подрезы-локализаторы локализуют распространение трещин в направлении каморы, что снижает вероятность разрушения каморы, снаряженной ВВ, при проникании снаряда в броню.

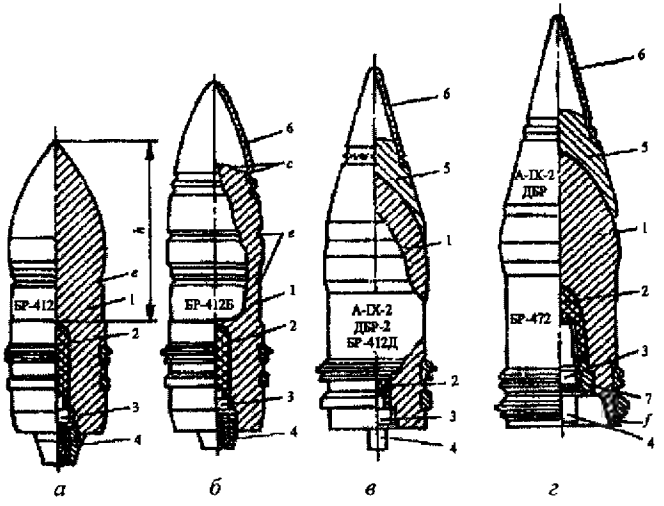


Рис. 4.1. Бронебойные калиберные снаряды:
а – остроголовый снаряд; *б* – снаряд с притупленной головной частью и баллистическим наконечником; *в* – снаряд с бронебойным и баллистическим наконечниками; *г* – снаряд с бронебойным и баллистическим наконечниками и углубленным дном; *1* – корпус; *2* – разрывной заряд; *3* – взрыватель; *4* – трассер; *5* – бронебойный наконечник; *6* – баллистический наконечник; *7* – ввинтное дно; *е* – локализаторы; *f* – юбка; *с* – режущие грани; *h* – высота головного свода

Снаряды с притупленной головной частью и баллистическим наконечником (рис. 4.1,*б*) появились перед Великой Отечественной войной, когда для бронирования танков стали применять гетерогенную броню с наружным цементированным слоем и гомогенную броню высокой твердости. Главное же их преимущество заключается в том, что снаряды с притупленной головной частью при встрече с броней под большими углами от нормали к ней значительно меньше рикошетируют.

Снаряды с бронебойным и баллистическим наконечниками (рис. 4.1,*в*,*г*) были приняты на вооружение в конце 40-х годов. Эти снаряды хорошо пробивают как цементированную, так и гомоген-

ную броню по нормали и при встрече под большими углами от нормали к ее поверхности.

Для изготовления корпусов таких снарядов применяются легированные стали, которые после сложной термообработки обеспечивают высокую твердость и прочность при ударе о броню. Бронебойный наконечник укрепляется на головной части корпуса и при ударе снаряда о броню производит следующие действия:

- частично разрушает внешний слой брони на площади порядка площади миделя снаряда;
- уменьшает рикошетирование и способствует нормализации снаряда;
- уменьшает напряжения в головной части корпуса на начальной стадии проникания;
- предохраняет головную часть корпуса от разрушения.

Твердость бронебойного наконечника не превышает твердости головной части корпуса снаряда.

Для улучшения баллистической формы снарядов к бронебойному наконечнику крепится закаткой баллистический наконечник. Он изготавливается из тонколистовой низкоуглеродистой стали.

Снаряды, снаряженные ВВ, имеют донные взрыватели с временем замедления, обеспечивающим подрыв снаряда за броней для повышения забронебого действия.

Подкалиберные бронебойные снаряды. На вооружении Российской Армии имеются подкалиберные бронебойные снаряды для нарезных и гладкоствольных артиллерийских систем, стабилизирующиеся в полете вращением и оперением. Смысл разработки подкалиберных снарадов состоит в том, что они имеют меньшую по сравнению с калиберными массу и приобретают при выстреле из той же артиллерийской системы более высокую начальную скорость.

Подкалиберные вращающиеся снаряды впервые были разработаны в СССР и приняты на вооружение для 20-миллиметровой авиационной пушки в 1938 году. Для наземной артиллерии подкалиберные бронебойные снаряды катушечной формы были созданы в 1942 году.

Были разработаны вращающиеся снаряды трех типов: катушечной формы (рис. 4.2,*а*), обтекаемой формы (рис. 4.2,*б*,*в*) и с отделяющимся поддоном (рис. 4.3).

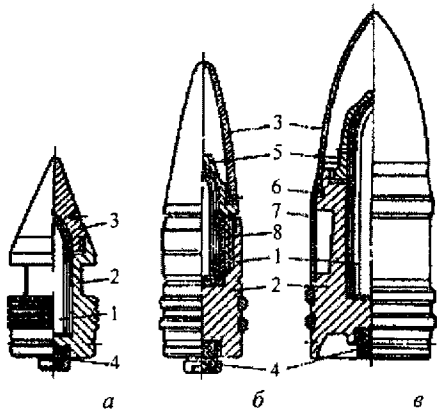


Рис. 4.2. Бронебойные подкалиберные снаряды: *а* – 57-миллиметровый катушечной формы; *б* – 57-миллиметровый обтекаемой формы; *в* – 85-миллиметровый обтекаемой формы; *1* – бронебойный сердечник; *2* – корпус с ведущим пояском; *3* баллистический наконечник; *4* – трассерное устройство; *5* – головка; *6* – обжимное кольцо; *7* – обтекатель; *8* – стаканчик

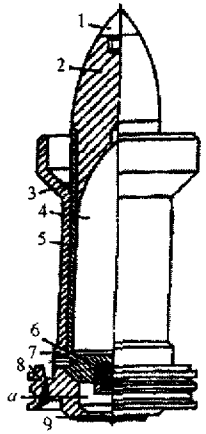


Рис. 4.3. Подкалиберный снаряд с отделяющимся поддоном: *1* – баллистический наконечник; *2* – головка; *3* – пушечная смазка; *4* – бронебойный сердечник; *5* – корпус; *6* – трассер; *7* – поддон; *8* – ведущий поясок; *9* – целлулоидный кружок; *а* – камора

Бронебойный сердечник является основной поражающей частью снаряда. Он изготавливается из карбида вольфрама с добавкой никеля или кобальта методами порошковой металлургии, и после спекания имеет плотность около 14 г /см^3, высокие твердость и прочность. Для повышения бронебойного действия снаряда сердечник должен иметь наибольшую массу при наименьшем поперечном сечении и обеспечивать прочность при проникании в броню. В подкалиберных снарадах катушечной и обтекаемой формы масса сердечника обычно не превышает 30 % массы снарада, а относительная длина сердечника составляет от 3 до 4 его диаметров. В одинаковых калибрах более тяжелые и длинные сердечники имеют снаряды обтекаемой формы, что обеспечивает им при прочих равных условиях большее бронепробивное действие.

Корпус подкалиберного снарада служит для ведения снаряда по каналу ствола орудия, защиты сердечника от повреждений в служебном обращении и при выстреле, а также для повышения прочности сердечника до проникания его в броню. Кроме того, при ударе снаряда в броню корпус передает часть своей кинетической энергии сердечнику.

Баллистический наконечник служит для придания головной части снаряда обтекаемой формы. Кроме того, у снарядов катушечной формы баллистический наконечник удерживает сердечник в корпусе в служебном обращении и при выстреле.

Головка применяется в снарядах обтекаемой формы для удержания сердечника в поддоне в условиях служебного обращения и при выстреле.

Стаканчик служит для центрования сердечника в корпусе 57-миллиметрового снаряда обтекаемой формы.

Обтекатель улучшает баллистическую форму подкалиберного снаряда и представляет собой стальное тонкостенное кольцо, закрывающее кольцевую проточку на корпусе. Обтекатель удерживается обжимным кольцом.

Снаряды обтекаемой формы испытывают меньшее сопротивление воздуха в полете и поэтому лучше сохраняют приобретенную при выстреле скорость.

Снаряды с отделяющимся поддоном (рис. 4.3) имеют карбидовольфрамовый сердечник, который смонтирован в корпусе с приваренной головкой. Такая сборка получила название – активный снаряд. В нижней части корпуса смонтировано трассерное устройство. Активный снаряд укреплен в стальном поддоне, к которому приварен ведущий поясок. Поддон служит для ведения снаряда по каналу ствола орудия. В нижней части снаряда корпус и поддон образуют камору *а* для накапливания во время выстрела газов с высоким давлением. После вылета снаряда из канала ствола газы расширяются и разъединяют активный снаряд с поддоном. Снятию поддона способствует также давление набегающего воздушного потока. Активный снаряд, имея значительную массу (0,6...0,7 от массы всего снаряда) и малое миделево сечение (0,25...0,30 от миделева сечения снаряда), а также хорошую баллистическую форму, сохраняет на траектории высокую скорость полета и может поражать цели с мощной броневой защитой на значительной дальности.

Подкалиберные оперенные снаряды (рис. 4.4) впервые были разработаны в СССР и приняты на вооружение Советской Армией с начала 1960 г. Они предназначались для стрельбы по бронированным целям, имеющим мощную броневую защиту.

Оперенные подкалиберные снаряды могут быть двух типов: без бронебойных сердечников и с сердечниками.

Бронебойные подкалиберные снаряды без сердечников (рис. 4.4,*а*) состоят из корпуса *3*, ведущего кольца *4* с медным обтюрирующим

пояском *5*, бронебойного наконечника *2*, баллистического наконечника *1*, калиберного стабилизатора *6*, трассера *7* и гайки *8* трассерного устройства.

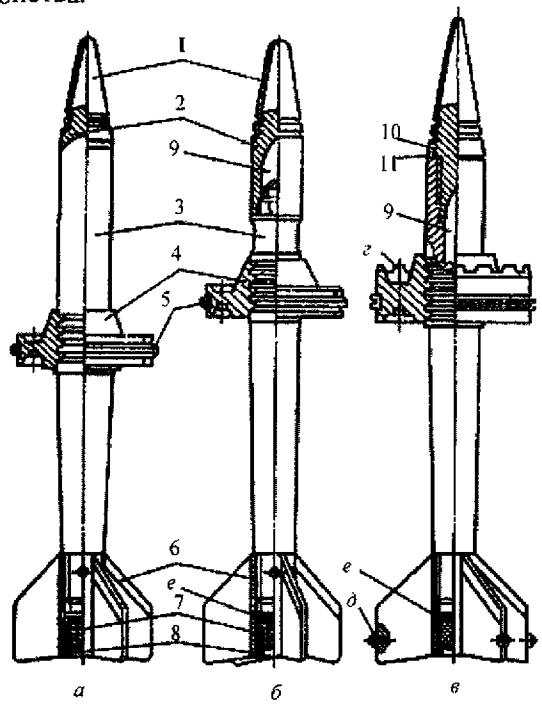


Рис. 4.4. Подкалиберные оперенные снаряды к гладкоствольным пушкам:
а - снаряд БМ2 без бронебойного сердечника; *б* – снаряд БМ1 с бронебойным сердечником; *в* – снаряд БМ22 с бронебойным сердечником; *1* – баллистический наконечник; *2* – бронебойный наконечник; *3* – корпус; *4* – ведущее кольцо; *5* – обтюрирующий поясок; *6* – стабилизатор; *7* – трассер; *8* – гайка трассерного устройства; *9* – бронебойный сердечник; *10* – демпфер-локализатор; *11* – кольцо; *г* – выступы на секторах ведущего кольца; *д* – центрующий штифт на хорде лопасти; *е* – отверстие для прохода газов в зону трассера и обратно

Бронебойные подкалиберные снаряды с сердечниками (рис. 4.4,*б*,*в*) имеют, кроме того, бронебойный сердечник *9*, размещенный в головной части снаряда, и демпфер-локализатор *10* вместо броневого наконечника.

Корпус, бронебойный и баллистический наконечники, сердечник, стабилизатор и трассер образуют активную часть снаряда, которая служит для непосредственного поражения цели.

Корпус является основной поражающей частью снаряда и изготавливается из легированной стали. В головной части корпуса имеется оживальная или резьбовая часть для крепления бронебойного наконечника, в хвостовой части – резьба для крепления стабилизатора, а в средней части корпуса – кольцевые проточки для крепления секторов ведущего кольца. После термообработки корпус имеет высокую твердость, уменьшающуюся от головной к хвостовой части снаряда.

Бронебойный наконечник имеет то же назначение, что и в калиберных бронебойных сиарядах. Кроме того, в некоторых снарядах с сердечником в бронебойном наконечнике размещается и крепится бронебойный сердечник. Демпфер-локализатор выполняет те же задачи, что и бронебойный наконечник, он изготавливается из качественной стали или из вольфрамового сплава. Бронебойный сердечник служит для увеличения поражающего действия активного снаряда и изготавливается из карбида вольфрама. Баллистический наконечник предназначен для улучшения баллистической формы снаряда, изготавливается из тонколистовой мягкой стали и крепится на бронебойном наконечнике закаткой.

Стабилизатор служит для центрования снарядов в гильзе и при движении по каналу ствола, главное его назиачение – обеспечение устойчивости полета снаряда на траектории. На лопастях стабилизатора имеются односторонние скосы, служащие для поддержания вращения снаряда на траектории за счет воздействия боковой составляющей силы сопротивления воздуха. Такое вращение с относительно небольшой угловой скоростью приводит к улучшению кучности.

Ведущее кольцо воспринимает давление пороховых газов при выстреле и служит для центрования снаряда в канале ствола. Кольцо состоит из трех секторов с углом раствора 120° каждый. В канавке боковой поверхности секторов закреплен обтюрирующий поясок. Кроме обтюрации пороховых газов при выстреле обтюрирующий поясок скрепляет сектора в кольцо. На внутренней поверхности сектора имеют выступы в виде гребенки для соединения с корпусом. В каждом секторе имеются по два отверстия диаметром 3-4 мм. Оси отверстий наклонены в тангенциальной плоскости, и при движении снаряда по каналу ствола орудия пороховые газы, выходя через эти отверстия, создают силу, придающую снаряду вращение. Конструктивные характеристики снарядов приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Конструктивные характеристики подкалиберных оперенных снарядов

Индекс снаряда	Калибр снаряда, мм	Калибр активного снаряда, мм	Длина снаряда		Масса снаряда, кг	Масса активной части, кг	Наличие сердечника
			мм	клб			
БМ1	100	42	543	12,9	4,30	3,38	Есть
БМ2	100	38	525	13,8	4,30	3,38	Нет
БМ3	115	42	543	12,9	5,55	4,05	Есть
БМ4	115	40	571	14,3	5,55	4,05	Нет
БМ5	115	42	554	13,2	5,34	3,90	Нет
БМ6	115	42	523	12.5	5,34	3,90	Нет
БМ9	125	42	519	12.4	5,67	3,62	Нет
БМ12	125	42	545	13,0	5,67	3,62	Нет
БМ15	125	42	–	12,5	5,86	3,84	Есть
БМ22	125	44	560	12,8	6,55	4,47	Есть

При вылете снаряда из канала ствола под действием центробежной силы и встречного потока воздуха сектора разрушают обтюрирующий поясок и на расстоянии примерно в 35 калибров полностью отделяются от корпуса снаряда и разлетаются в угле не более 4° от направления стрельбы на дальность до 700 м.

Наличие отделяющихся секторов позволило создать снаряды с массой активной части, составляющей до 80 % массы всего снаряда. Небольшая общая масса позволила сообщить снарядам при выстреле высокую начальную скорость (свыше 1500 м/с), а хорошая баллистическая форма снаряда и малое миделево сечение при большой поперечной нагрузке обеспечили сохранение полученной скорости на траектории. Все это привело к увеличению дальности прямого выстрела (дальности, при которой высота траектории не превосходит высоты цели) при малом полетном времени и высокой удельной энергии удара снаряда в броню, что обусловило высокое поражающее действие таких снарядов.

Обтекаемая форма снаряда и чрезвычайно высокая скорость приводят к тому, что в случае промаха по цели или рикошета от поверхности земли он сможет пролететь еще от 30 до 50 км, что создает определенные трудности при проведении учебных стрельб.

Важно отметить, что наличие бронебойных сердечников из карбида вольфрама обеспечивает высокое поражающее действие

таких снарядов в заброневом пространстве, поскольку после пробития брони эти сердечники разрушаются с образованием большого количества осколков, летящих с высокой скоростью.

В последние десятилетия в ряде стран были разработаны бронебойные снаряды с сердечниками из обедненного урана U^{238}. Уран – серебристый блестящий металл, в отличие от карбида вольфрама имеет значительно меньшую твердость, легко поддается механической обработке, имеет плотность 18...20 г/см^3. В заброневом пространстве уран, нагретый до высокой температуры, при соединении с воздухом интенсивно горит.

Бетонобойные артиллерийские снаряды. Бетонобойные снаряды появились после первой мировой войны, когда развитие фортификационной техники сделало возможным широкое применеиие бетонированных сооружений, а опыт применения крупнокалиберных фугасных снарядов для разрушения сооружений показал их недостаточную эффективность. Фугасные снаряды из-за недостаточной прочности корпуса при ударе в железобетонную преграду разрушались, не приникая в ее толщу.

Бетонобойные снаряды нашли широкое применение в войне 1939–1940 гг. с Финляндией, а также в Великой Отечественной войне 1941–1945 гг. при штурмах укрепленных районов противника. Таким образом, бетонобойные снаряды предназначаются для стрельбы по железобетонным оборонительным сооружениям, прочным каменным и кирпичным зданиям, приспособленным для обороны, а также прочным блиндажам противника. В случае необходимости бетонобойные снаряды могут применяться для стрельбы прямой наводкой по танкам и другим бронированным целям.

Бетонобойное действие снарядов обеспечивается соответствующей конструкцией их корпуса, применением металла с высокими механическими характеристиками и термической обработкой корпусов снарядов, а также использованием для снаряжения мощных взрывчатых веществ.

Устройство бетонобойных снарядов показано на рис. 4.5.

Корпус бетонобойного снаряда имеет дальнобойную обтекаемую форму и вершину с небольшим притуплением. В головной части корпус имеет сравнительно толстый свод (0,7...1,5 клб), что обеспечивает необходимую прочность головной части снаряда при проникании в железобетонные преграды. На корпусе снаряда крепится ведущий поясок, снизу камора закрывается ввинтным дном со взрывателем.

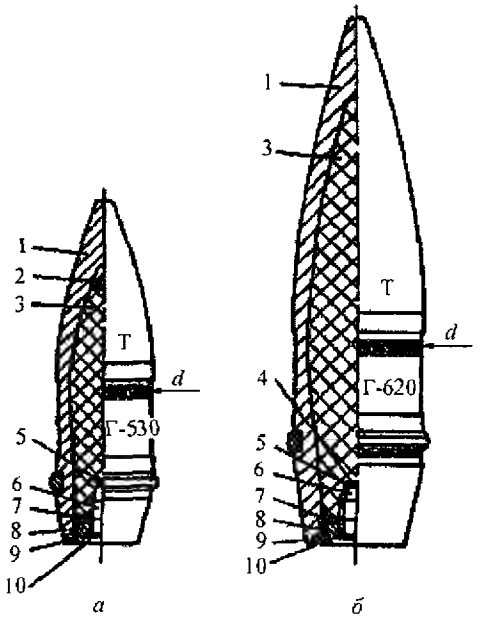


Рис. 4.5. Бетонобойные снаряды:
а – 152-миллиметровый снаряд; *б* – 203-миллиметровый снаряд; *1* – корпус; *2* – инертный вкладыш; *3* – заряд ВВ; *4* –латунный футляр; *5* – суконные прокладки; *6* – донный взрыватель; *7* – набор прокладок; *8* – дно; *9* – свинцовая прокладка под дно; *10* – свинцовая прокладка под взрыватель; *d* – отличительная полоса синего цвета

Корпуса бетонобойных снарядов изготавливаются из легированных сталей, обладающих хорошей прокаливаемостью и вязкостью. После термической обработки достигается высокая твердость корпуса. Уменьшение твердости корпуса от головной части к донной обеспечивает получение необходимой прочности корпуса при ударе в преграду и проникании.

С целью снижения напряжений во взрывчатом веществе при ударе снаряда о железобетонную преграду в вершину каморы некоторых снарядов устанавливают инертные вкладыши. Зазоры между поверхностью взрывчатого вещества и дном устраняются набором прокладок. С помощью этих же прокладок обеспечивается поджим разрывного заряда дном. Для изоляции разрывного заряда от резьбы дна гнездо под взрыватель может быть закрыто латунным футляром. Обтюрация каморы с разрывным зарядом по резьбовым со-

единениям корпуса с дном и дна со взрывателем обеспечивается обжатием свинцовых прокладок.

Бетонобойные снаряды имеют донные взрыватели с установками на замедленное и инерционное действие.

Средства поражения и боеприпасы для поражения особо прочных целей. Как уже отмечалось ранее, существуют специальные средства поражения и боеприпасы проникающего действия для уничтожения самолетов в железобетонных укрытиях, объектов военной техники и живой силы, находящихся в особо прочных укрытиях, вывода из строя взлетно-посадочных полос аэродромов, а также для уничтожения командных пунктов, пунктов связи и других объектов. К настоящему времени во многих армиях мира на вооружении имеются такие боеприпасы. Как правило, это авиационные боеприпасы: неуправляемые или управляемые ракеты, авиабомбы, моноблочные или кассетные. Все такие боеприпасы имеют двигатели на твердом топливе и разгоняются при пуске или сбрасывании с носителя до высоких скоростей, обеспечивая пробитие прочной преграды за счет своей кинетической энергии. При их создании, естественно, учитывался опыт, накопленный при разработке бронебойных и бетонобойных снарядов.

Приведем в качестве примеров характеристики нескольких образцов проникающих боеприпасов для поражения особо прочных целей.

Неуправляемая авиационная ракета С-8БМ предназначена для поражения материальной части и живой силы в фортификационных сооружениях. Специально сконструированная бетонобойная боевая часть ракеты пробивает железобетонную преграду и взрывается, образуя большое количество поражающих осколков.

Основные тактико-технические характеристики НАР С-8БМ

Калибр, мм	80
Длина, мм	1540
Масса, кг:	
ракеты	15,2
боевой части	7,41
ВВ	0,6
Толщина пробиваемой железобетониой преграды, м	0,8
Дальность пуска, м	1200...2200
Начальная скорость ракеты, м/с	450

Неуправляемые авиационные ракеты С-13, С-13Т. Ракета С-13 предназначеиа для уничтожения самолетов в железобетонных укрытиях, а также объектов военной техники и живой силы, находящихся в особо прочных укрытиях. Ракета С-13Т предназначена для уничтожения самолетов, находящихся в укрытиях различного типа, в том числе и усиленных, вывода из строя взлетно-посадочных полос аэродромов, а также для уничтожения командных пунктов, пунктов связи и других объектов. НАР С-13Т разработана с целью повышения эффективности НАР С-13 за счет применения двух разделяющихся автономных боевых частей, первая из которых является проникающей (аналог БЧ С-13), вторая – осколочно-фугасная. Коиструктивные решения, заложенные при разработке НАР С-13Т, позволили не только повысить количество взрывчатого вещества, заносимого за преграду, но и обеспечить разнесение зон подрыва боевых частей за преградой, что привело к повышению эффективности поражающего действия.

Осиовяые тактяко-техиическяе характерястякя ракет

	С-13	С-13Т
Калибр (двигателя/боевой части), мм	122/90	122/90
Длина, мм	2540	3100
Масса, кг:		
ракеты	57	75
боевой части	21	21+16,3
ВВ	1,82	1,8+2,7
Поражающее действие	Пробивает 3 м грунта и 1 м железобетона	Пробивает 6 м грунта и 1 м железобетона, площадь разрушения ВПП 20 м^2
Дальность пуска, м	1100...3000	1100...4000
Начальная скорость ракеты, м/с	650	500

Боеприпасы стрелкового оружия. Основным боевым применением стрелкового оружия является поражение живой силы противника. Боеприпасы стрелкового оружия производятся, как правило, в виде патронов. Патрон – это боеприпас, в котором имеются все элементы, необходимые для производства выстрела: пуля, пороховой заряд и капсюль-воспламенитель. Так как все эти элементы объединены с помощью гильзы в одно целое, патрон называется унитарным. Поскольку непосредственное поражение цели осуществляется пулей, которая выстреливается из стрелкового оружия, мы здесь будем говорить именно о пулях.

Основной вид пули для военного оружия – это так называемая обыкновенная пуля. На цель эта пуля воздействует только механически, поражая ее за счет своей кинетической энергии. Устройство обыкновенной пули простейшее. Обычно такие пули состоят из свинцового сердечника, заключенного в оболочку из более твердого металла. (Есть и исключения – сердечник может быть из другого металла или составным, или он может вовсе отсутствовать.) Чем больше длина пули, тем больше ее поперечная нагрузка, тем выше такие показатели, как сохранение энергии на траектории, пологость траектории, кинетическая энергия. Первые образцы обыкновенных пуль к патронам на бездымном порохе были исключительно цилиндрической формы с закруглеиной головной частью. Со временем был установлен тип пули несколько облегченной, остроконечной. Траектория полета таких пуль из-за уменьшения массы, а значит, и поперечной нагрузки и из-за повышения за счет этого начальной скорости оказалась более пологой в начале и более крутой в конце. Остроконечные пули оживальной формы, обладающие большой скоростью полета, показали способность распространять силу удара по кругу в стороны, повысив тем самым свое поражающее действие. Разновидностями пуль, воздействующих на цели только механически, являются так называемые тяжелые пули (обычно удлиненные) или же особо легкие, например, с алюминиевым сердечником. Варьирование массы пули позволяет достнгать лучших результатов при поражении различных по характеру целей. Иногда для увеличения поражающего действия пули центр ее массы смещают к хвостовой части. С этой целью, например, в английской пуле Мк-VII (1914 г.) сердечник сделан не целиком из свинца, а с алюминиевой или фибровой головной частью; в японской пуле из-за неодинаковости толщины стенок оболочки основная масса свинцового сердечника оказывается сосредоточенной в хвостовой

части пули; наконец, тяжелый сердечник может не заполнять головную часть пули, оставляя ее пустотелой, а значит, и легкой. При встрече с препятствием, особенно в той части траектории, где она уже заметно отклонилась от линии бросания, такие пули проявляют способность в силу явления прецессии резко менять свое положение и проникать в препятствие не головной частью, а боком.

Специальные пули, применяемые чаще всего для стрельбы из пулеметов, предназначены главным образом для поражения боевой техники противника. Помимо ударного воздействия на цель, они могут оказывать на нее еще и особые воздействия. Так, они могут быть, например, зажигательными (начиненными воспламеняющим составом), бронебойными (с особо прочным, обычно стальным, сердечником), разрывными (с ВВ внутри). В полете все упомянутые выше пули не видны, и, стреляя ими, для обеспечения точности стрельбы можно полагаться только на прицельные приспособления. Очень помогают корректировать огонь и вносить в прицеливание поправки трассирующие пули, оставляющие за собой в полете ясно видимый след – светящийся или дымный. Целям корректировки огня могут служить и упомянутые выше разрывные, или, как их еще называют, пристрелочные пули. При встрече с препятствием такие пули взрываются, образуя видимое на значительном расстоянии дымное облачко. Они обладают также и зажигательным действием. Специальные пули могут быть комбинированными, например, бронебойно-трассирующими, бронебойно-зажигательными, бронебойно-зажигательно-трассирующими. Патроны со специальными пулями имеют отличительные признаки. Чаще всего это окрашенные условными цветами головные части пуль.

В заключение разговора о специальных пулях следовало бы вернуться к названию «разрывная» пуля. Дело в том, что так называются не только пули, начиненные взрывчатым веществом, но и пули «Дум-дум» со свинцовым сердечником и безоболочечной головной частью той или иной формы. Эти пули, впервые примененные англичанами во время англо-бурской войны, причиняли особо тяжелые ранения за счет того, что они сильно деформировались («разрывались») при встрече с препятствием. Гаагской конвенцией 1899 г. они запрещены к использованию в военном оружии. Применяемые в охотничьем оружии такие пули – со свинцовой безоболочечной головной частью – называются экспансивными.

На рис. 4.6 показаны образцы пуль винтовочных и автоматных патронов.

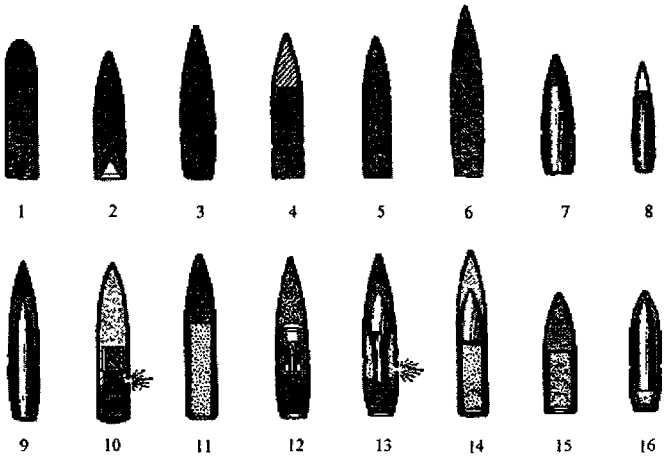


Рис. 4.6. Образцы пуль винтовочных и автоматных патронов

Условные обозначения: — оболочка (мельхиор, сталь, томпак) — свинец — алюминий — томпак — зажигательный состав — трассирующий состав — взрывчатый состав

Стальные сердечники изображены объемно не в разрезе

Винтовочные обыкновенные пули: *1* – тупоконечная обр. 1888 г. к патрону 8×50Р (Австро-Венгрия); *2* – остроконечная обр. 1910 г. к патрону 7,62×53Р (Россия, СССР); *3* – тяжелая остроконечная СС к патрону 7,92×57 (Германия); *4* – Мк VII к патрону 7,71×56Р (Великобритания); *5* – к патрону 6,5×50 (Япония); *6* – «Д» к патрону 8×50Р (Франция). ***Автоматные обыкновенные пули:*** *7* – к патрону обр. 1943 г. 7,62×39 (СССР); *8* – к патрону 5,45×39 (СССР). ***Винтовочные специальные пули:*** *9* – бронебойная (СССР); *10* – зажигательная (Великобритания); *11* – трассирующая (СССР); *12* – пристрелочная «Б» (Германия); *13* – бронебойно-зажигательная «ПМК» (Германия); *14* – бронебойно-зажигательно-трассирующая «БЗТ» (СССР). ***Автоматные специальные пули:*** *15* – трассирующая к патрону 7,62×39 (СССР); *16* – бронебойно-зажигательная к патрону 7,62×39 (СССР)

4.2. СОУДАРЕНИЕ УДАРНИКОВ С ПРЕГРАДАМИ

Не останавливаясь на особенностях каждого из большого числа описанных выше боеприпасов, для понимания основных закономерностей их взаимодействия с преградами будем рассматривать две основные группы ударников: компактные ударники, у которых все размеры близки между собой (типичные примеры – шар, куб, цилиндр с высотой, равной диаметру основания, и т. д.),

и удлиненные ударники, у которых один из размеров существенно превосходит остальные; последние мы будем называть стержнями. Такое разделение позволяет проанализировать механизмы взаимодействия основных типов ударников с преградами и оценить их поражающее (разрушающее) действие. Примеры типичной схематизации ударников показаны на рис. 4.7.

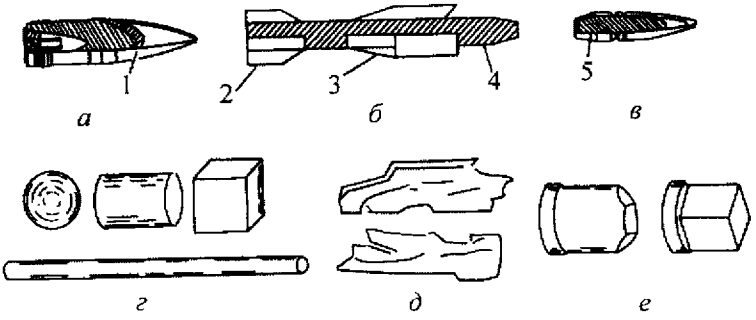


Рис. 4.7. Примеры типов ударников:
а – бронебойный снаряд; *б* - снаряд со стабилизатором и сбрасываемым поддоном; *в* снаряд калибра 12,7 мм; *г* – твердые тела правильной формы; *д* - осколки неправильной формы; *е* – имитаторы осколков. *1* – бронебойный наконечник; *2* – стабилизатор; *3* – поддон; *4* – проникающий корпус; *5* – сердечник из хромомолибденовой стали

По воздействию на преграды будем различать **пробивание** и **проникание. Проникание** определим как вход тела в мишень без образования в ней сквозного отверстия. В общем случае при проникании ударник, деформируясь в большей или меньшей степени, застревает в мишени, в которой образуется каверна. Если ударник отскакивает от поверхности мишени или проникает в нее по криволинейной траектории, а затем выходит из нее с меньшей скоростью с той же стороны, с которой наносился удар, то такое явление называется **рикошетом**.

При **пробивании** тело или его осколки проходит мишень насквозь. Ясно, что разделение между прониканием и пробиванием носит условный характер и в зависимости от решаемой задачи некоторые случаи взаимодействия могут переходить из одной категории в другую.

Рассмотрим основные физические процессы, происходящие в снаряде (ударнике) и мишени (преграде) во время соударения. Независимо от геометрических параметров ударника при его соударе-

нии с мишенью в обоих телах образуются и распространяются от места соударения сильные волны сжатия (ударные волны). При достаточно высокой интенсивности этих волн при их выходе на свободные поверхности возникают волны разгрузки (разрежения, растяжения). Волны разгрузки, встречаясь внутри ударника в области, прилегающей к его оси, создают зону растягивающих напряжений, которые могут привести к разрушению материала ударника. Этот эффект проявится сильнее, если вблизи оси ударника имеются полости, поры или другие неоднородности. Явление сильно усложняется, если направление удара не совпадает с нормалью к поверхности преграды.

В преграде за волной сжатия на поверхности возникает и распространяется вглубь преграды волна разгрузки. Когда начальная волна сжатия достигает тыльной свободной поверхности преграды, образуется еще одна волна разгрузки, движущаяся навстречу первой. При определенном сочетании величины растягивающих напряжений, продолжительности их действия и прочности материала происходит разрушение материала в волнах разгрузки (лицевой и тыльный откол). Особенно благоприятные условия для откола возникают при встрече волн разгрузки, распространяющихся от лицевой и тыльной поверхностей преграды. Явление откола может быть использовано для поражения в запреградном пространстве даже в отсутствии пробивания или проникания.

Классификация условий динамического проникания. Основные факторы. Рассмотрим кратко основные факторы, оказывающие влияние на характеристики процесса проникания при взаимодействии деформируемых тел.

А. ***Скорость удара.*** Различаются четыре диапазона скоростей.

А 1. *Малые* – $V_0 \cong 0{,}01...0{,}1$ км/с. Инерционные силы при таком ударе существенно меньше прочностных (для металлов). Ударные нагрузки и деформации с достаточной степенью точности определяются контактной теорией Герца. Иногда необходимо привлекать аппарат теории упругости.

А 2. *Средние* – $V_0 \cong 0{,}1...1$ км/с. Инерционные силы сравнимы с силами собственного (статического) сопротивления плиты проникению ударника. Материал плиты обычно схематизируется как упругопластический. По-видимому, этот диапазон скоростей один из наиболее сложных – в нем проявляется большое разнообразие различных форм деформирования и типов разрушения плит.

А 3. *Высокие* – $V_0 \cong 1$ км/с ÷ $V_п$ (пороговая скорость $V_п \cong$ 5...10 км/с). Давления, возникающие при взаимодействии, намного превышают прочные характеристики металлов. Происходит значительная деформация бойка (ударника), поведение металла в окрестности точки соударения аналогично поведению идеальной сжимаемой жидкости. Прочностные свойства проявляют себя лишь на заключительной стадии проникания. Характер взаимодействия определяется ударными адиабатами соударяющихся тел. Для некоторых металлов возможны фазовые переходы.

А 4. *Сверхвысокие* – $V_0 \geq V_п$. Пороговая скорость характеризуется «тепловым взрывом». Происходит плавление и испарение вещества в волне разгрузки в некоторых объемах вблизи точки соударения. Определяющими становятся теплофизические свойства материала в области мегабарных давлений.

Б. ***Механические свойства***

Б 1. Ударник в зависимости от его прочностных свойств и свойств плиты схематизируется обычно как абсолютно жесткий (несрабатывающийся) или пластически деформируемый (срабатывающийся). Головная часть деформируемого бойка в процессе взаимодействия переходит в поверхность, близкую к полусфере. Твердые бойки практически не деформируются, но могут хрупко разрушаться при некоторых скоростях и определенных углах соударения.

Б 2. Механические свойства плиты при средних скоростях удара (А 2) значительно влияют на характер разрушений. Это очень существенно для выбора математической модели, описывающей процесс. При высоких скоростях удара (А 3) основными характеристиками плиты являются плотность и сжимаемость (уравнение состояния).

В. ***Геометрия бойка и плиты***

В 1. Различаются тонкие, средние, толстые и полубесконечные (по отношению к диаметру бойка) плиты. Толщина плиты в совокупности с механическими свойствами влияет на характер разрушения и сложность аналитического или численного моделирования процесса. В большей степени изучены тонкие и полубесконечные преграды.

В 2. Форма бойка, особенно малодеформируемого (Б1), также влияет на характер проникания. Выделяются две основные группы форм головной части бойка: заостренные и притупленные. По длине бойки подразделяются на удлиненные ($l/d > 5...10$), малого уд-

линения ($l/d \cong 2...3$) и компактные ($l/d \cong 1$) (l, d – длина и диаметр ударника соответственно). При высоких скоростях проникания (А 3) удлинение играет важную роль (например, в задаче о кумулятивном ударе).

Г. *Угол встречи*

Г 1. Угол может быть отнесен к геометрическим факторам процесса, однако наряду с геометрической асимметрней возникает и силовая асимметрия. При внедрении заостренных бойков (В 2) под углом между нормалью к плите и осью бойка $\varphi_0 \subseteq [0, \varphi_0^*)$ (где φ_0^* – угол рикошетирования) возможна денормализация бойка при входе в плиту и обратная нормализация при выходе из нее.

Г 2. При $\varphi_0 \subseteq [\varphi_0^*, \pi/2)$ наблюдается явление рикошета. Отметим большое влияние начального угла между вектором скорости центра масс бойка и его осью симметрии на процесс проникания. При отсчете угла от вектора скорости по часовой стрелке наличие начального положительного угла способствует рикошетированию, а отрицательного – «закусыванию» и пробиванию.

Д. *Другие факторы.* Технологические факторы оказывают большое и трудно оцениваемое влияние на характер деформирования и особенно на разрушение металлических плит.

Различные эффекты и определенные трудности их учета возникают при исследовании процесса проникания бойка в комбинированные плиты (многослойные и разнесенные), использующие в своем составе тяжелые твердые сплавы, полимеры, керамику, пористые материалы и др.

Все перечисленные факторы, взятые в совокупности, образуют условия проникания. Рассматривая различные их сочетания, можно получить совершенно разные по характеру развитня деформации и разрушения процессы, отличающиеся друг от друга настолько, что анализ их на основе единого подхода невозможен. Примеры различных видов разрушения при ударе по нормали к поверхности преграды показаны на рис. 4.8.

С точки зрения данного учебника наиболее интересным является диапазон средних скоростей. Классификация условий динамического проникания по результату действия группы факторов для этого диапазона (А 2) наиболее проработана. Для плит средней толщины (В 1), средней или повышенной твердости (Б 2), притупленных (В 2) или срабатывающихся (Б 1) бойков характерно разрушение плиты по тнпу образования и сдвига пробки. Образование лепестков наблюдается у тонких (В 1) плит. Вязкое образование

кратера (прокол) преобладает у достаточно пластичных плит (Б 2) средней и более толщины (В 1), остроконечных бойков. Дробление происходит в плитах повышенной твердости.

Реальное разрушение является комбинацией этих типов, поэтому при решении конкретных задач важно выделить основной механизм разрушения, пренебрегая другими или частично их учитывая. Схематизация процесса дает возможность поставить математически обозримую задачу, так как учет всех факторов весьма затруднителен и практически невозможен.

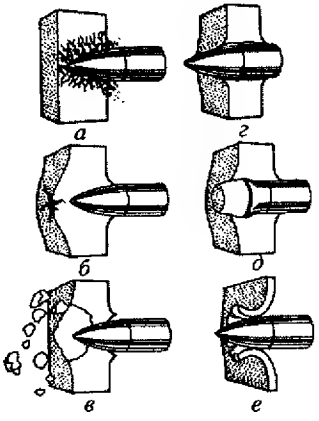


Рис. 4.8 Виды разрушения мишеней: *а* – хрупкое разрушение; *б* – разрушение с образованием радиальных трещин; *в* – дробление; *г* – пластическое расширение отверстия; *д* – выбивание пробки; *е* – образование лепестковой пробоины

В качестве попытки общего подхода к условиям проникания в совокупности отметим анализ на основе методов теории подобия. Сравнение с экспериментальными данными позволяет сделать вывод о моделируемости процесса проникания при выполнении соответствующих критериев подобия.

Результаты экспериментальных исследований о соударении ударников с преградами удобно представлять графически в виде зависимостей между такими переменными, как скорость снаряда, толщина мишени, угол соударения, кинетическая энергия снаряда и т.д. Такие графики строят при фиксированных физических и геометрических характеристиках ударника и мишени (за исключением толщины мишени). Часто зависимости строят в безразмерном виде, тогда соответствующие характеристики относят к диаметру или длине ударника, скорости звука в материале, некоторым критическим значениям энергии и т. п. На рис. 4.9 приведен пример фазовой диаграммы, характеризующей поведение ударника диаметром 6,35 мм с оживальной передней частью при ударе по мишени из алюминиевого сплава толщиной 6,35 мм. Результат соударения определяется скоростью удара и углом встречи. Ясно, что для конкретного снаряда и мишени по результатам экспериментов можно построить и гораздо более сложные фазовые диаграммы, которые могут использоваться в конструкторских разработках.

Рис. 4.9. Фазовая диаграмма, характеризующая соударение ударника с мишенью

Образование пробки. Остановимся более подробно на двух основных типах разрушения плит при средних скоростях удара. Эксперименты показывают, что возрастание сопротивления металлических плит с увеличением их твердости происходит лишь в пределах вязкого формирования кратера и начала образования пробки. Дальнейшее повышение прочностных свойств связано, как правило, со снижением пластичности и трещиностойкости металла, что приводит к облегченному образованию пробки, хрупкому разрушению и ослаблению, в конечном итоге, сопротивляемости плиты прониканию. Этим и обусловлен практический интерес к двум основным типам разрушения плит: проколу и образованию пробки.

В момент удара притупленного бойка от контактной поверхности распространяется волна сжатия, взаимодействие которой с радиальной волной разгрузки в бойке приводит к его утолщению вблизи контактной поверхности, а в плите – к формированию об-

ласти развитой пластической деформации сдвига. Эта область в процессе проникания локализуется вблизи конической поверхности, расширяющейся к тыльной стороне плиты. Рост температуры на этой поверхности в условиях ограниченного теплоотвода ведет к размягчению материала и еще большей локализации пластических деформаций – явлению термосдвиговой неустойчивости. Выход сдвиговой трещины на тыльную поверхность плиты соответствует образованию пробки. Дальнейшее деформирование заключается в выталкивании пробки и деформации окрестных слоев плиты (рис. 4.10).

В практических инженерных расчетах проникания при образовании пробки удар, как правило, полагают неупругим, а деформацией окрестных слоев плиты пренебрегают. На основе уравнения баланса энергии выводится простое соотношение для конечной скорости бойка после пробития

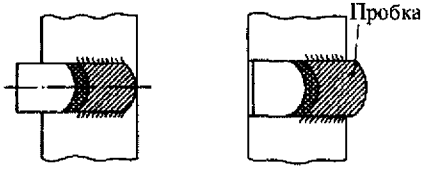


Рис. 4.10. Схема механизма образования пробки

$$V_k = \frac{m}{m+m_0}\left(V_0^2 - V_m^2\right)^{0,5},$$

где m, m_0 – масса бойка и пробки; V_0, V_m – начальная и минимальная начальная скорость удара, способная вызвать пробивание (баллистический предел). Для определения значения V_m могут использоваться различные эмпирические формулы (Жакоб–де–Марра, Слезкина и др.) Формулы эти просты и удобны для быстрой оценки V_m и V_k, но вряд ли удовлетворят современного материаловеда.

Математическая задача об ударе плоского жесткого цилиндра с целью исследования деформации близлежащих слоев тонкой плиты формулируется на основе допущения о преобладании сдвигового напряжения в напряженном состоянии тонкой плиты. Получено формальное решение задачи в виде разложения в ряд по цилиндрическим функциям. Задача не доведена до конкретного результата, но основная ценность работы заключается в постановке и упомянутом допущении. В дальнейшем эту схему широко использовали разные исследователи (например, анализ первой стадии проникания с учетом различных схем неупругого деформирования бойка и плиты и анализ цилиндрических волн сдвига в плите, расширение отверстия радиальными волнами сжатия).

Ряд работ в этом направлении посвящен уточнению начальных условий проникания с привлечением контактной теории Герца, учета эффекта скорости деформаций в физических уравнениях, геометрической нелинейности. Подобные модели зачастую представляют чисто теоретический интерес, оправдывая себя лишь для тонких плит.

В большинстве случаев исследуется первая стадия процесса, заканчивающаяся моментом образования пробки. Для плит средней толщины потеря энергии, связанная со сдвигом пробки, может быть значительной. Дополнительные трудности, возникающие при анализе деформаций плиты, касаются неизвестной границы зоны пластической деформации. Существуют различные приближенные пути их преодоления: поиск нестационарной границы из дополнительных условий; решение задачи о постоянстве границы пластической деформации, размеры которой равны 1,2...2,0 диаметра бойка. Отметим, что рассмотренные работы посвящены оценке прочности плит при преобладающем механизме разрушения в виде формирования пробки и не рассматривают физику явления «адиабатических полос сдвига».

Вязкое образование кратера (прокол). На ранней стадии проникания при проколе материал плиты вытесняется в сторону наименьшего сопротивления, т.е. на свободную поверхность, образуя кратер. Развитые пластические деформации локализуются вблизи кратера, образуя области с нестационарной внешней границей. Состояние материала вне этой области можно характеризовать как упругое, а в рамках идеализированных моделей как жесткое. Давления в плите при средних скоростях удара невелики, поэтому материал с наименьшими энергетическими затратами вытесняется, а не сжимается. Размеры кратеров могут быть больше размеров бойка в результате радиального инерционного движения частиц. Трение между бойком и стенками кратера практически не оказывает влияния на процесс проникания. В случае же статического проникания роль трения существенна.

Удельное сопротивление прониканию F конического бойка в поверхностные слои металлической полубесконечной плиты при любых средних скоростях и в глубинные слои при скоростях $V > V_{кр}$ определяется эмпирическим соотношением

$$F = H_д + k\rho V^2, \qquad (4.1)$$

где $k = \sin^2\alpha$ – коэффициент влияния формы для конической головки; α – угол полураствора конуса; $H_д$ – динамическая твердость материала плиты, измеряемая при проникании конического бойка в поверхностные слои плиты; ρ – плотность материала плиты.

Соотношение (4.1) в силу своей простоты и ясного физического смысла имеет большое значеиие в практических приложениях и нуждается в модернизации с учетом ряда факторов (например, ослабляющего влияния свободных поверхностей плиты, вязких эффектов).

При постановке задачи о внедрении жесткого осесимметричного тела в идеально пластическое полупространство удельное сопротивление раскладывается на статическую $F_с$ и динамическую $F_д$ составляющие. Значение $F_с$ получают на основе приближения «полной пластичности» при условии текучести Мизеса, значение $F_д$ выражается через «присоединенную» массу, которая, строго говоря, не определена и служит дополнительным подгоночным параметром.

Из решения задачи о радиальном расширения отверстия в плите может быть получена конечная зависимость для удельного сопротивления проникаиию бойка. Анализ показывает, что неучет касательных напряжений между слоями ведет к уменьшению расчетной прочности плиты по сравнению с реальной. Аналогично может быть построена модель, рассматривающая возможность хрупкого разрушения (бетон).

Следует отметить возможности вариационных методов для приближенного решения задач проникания, обобщающих методы применения вариационных принципов к решению технологических задач теории пластичности.

Полученные на основе таких подходов результаты позволяют оценивать силы, действующие на боек, глубину его проникания и другие интегральные характеристики, но не дают представления о напряженно-деформированнном состоянии и волновых процессах в бойке в ходе проникания. Подобную информацию можно получить иа основе численного решения задач в двухмерной и трехмерной постановках.

Баллистический предел. Одной из задач, с которой сталкиваются при изучении явлений соударения, является определение предельной скорости, ниже которой метаемый предмет уже не в состоянии пробить преграду или какое-нибудь защитное устройство навылет. Эта задача имеет первостепенное значение при проектировании защитных конструкций, оценке эффективностн бронирования боевых транспортных средств, а также во всех случаях, когда соударение может вызвать повреждения. Эту скорость обычно называют критической скоростью соударения, или баллистическим пределом.

Существующие методы определения предельной баллистической скорости можно разделить на детерминированные и вероятностные. В первом случае предельная скорость определяется исходя из физических принципов (законов сохранения и уравнения состояния материалов), однако соответствующие дифференциальные уравнения в частных производных слишком сложны, и приходится идти на упрощения, которые, как правило, требуют введения одной или двух эмпирических констант. При вероятностном подходе строятся модели, в основе которых лежит значительное количество данных, включающих скорость соударения и, либо остаточную скорость снаряда, либо факт пробивания или непробивания им преграды. Получаемая при этом критическая скорость обычно обозначается через V_{50} и представляет собой скорость соударения, при которой вероятность пробивания преграды равна 50 %. При определении V_{50} используется статистический подход с квантованием результатов измерений и проверкой их чувствительности к исходным данным. В простейшем случае V_{50} определяется путем осреднения шести значений скорости соударения, куда входят три наименьших значения скорости, при которой снаряд пробил мишень навылет, и три наибольших значения скорости, при которых он лишь частично углубился в мишень. При этом требуется, чтобы разность между наименьшей скоростью частичного проникания и наибольшей скоростью полного пробивания не превышала 46 м/с. На практике время и экономические соображения ограничивают количество получаемых данных и их, как правило, недостает для надежного определения критических скоростей соударения ни при детерминированном, ни при вероятностном подходе.

Детерминированный подход к определению баллистического предела представляет собой развитие попыток предсказать поведение снаряда в процессе проникания путем разработки моделей, в основу которых положены законы сохранения и предположения о механических свойствах системы. При разработке моделей многих трудностей удается избежать, предположив, что снаряд представляет собой недеформируемое или абсолютно твердое тело. С использованием данных предположений приходят к выводу, что при этом получаются зависимости вида

$$V_r = \begin{cases} 0, & 0 \le V_s \le V_l, \\ \alpha\left(V_s^p - V_l^p\right)^{1/p}, & V_s > V_l, \end{cases}$$

где V_r – остаточная скорость снаряда; V_s – скорость соударения, а V_l – предельная баллистическая скорость. Для недеформируемых

снарядов $p = 2$, а α и V_l – эмпирические константы, полученные методом регрессии.

Кривая предельной баллистической скорости на рис. 4.11 разделяет области пробивания и непробивания с точностью, которая на самом деле не может быть достигнута. В действительности вблизи этой кривой пробивание снарядом преграды следует рассматривать скорее с вероятностной, чем с детерминистской точки зрения.

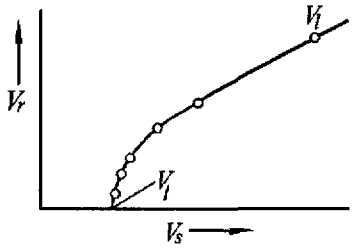


Рис. 4.11. Кривая предельной баллистической скорости V_l

На рис. 4.12 представлена типичная зависимость вероятности пробивания преграды от скорости соударения для некоторой комбинации характеристик снаряда и мишени. Такие графики получают путем отстрела большого количества боеприпасов и статистической обработки полученных данных. При этом любое значение скорости в области смешанных результатов можно рассматривать как предельную скорость. Например, предельные скорости V_{10} и V_{90} – это те значения скорости соударения, при которых вероятность пробивания преграды равна соответственно 10 и 90 %. Обычно за предельную скорость принимают V_{50}, так как вблизи этой точки кривая распределения вероятностей имеет максимальный наклон, и это позволяет найти V_{50} с максимальной точностью.

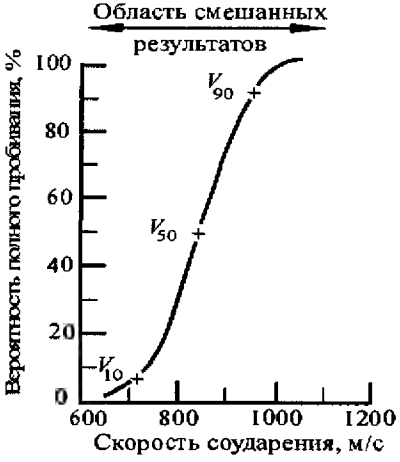


Рис. 4.12. Кривая вероятности пробивания

Прежде чем измерить предельную баллистическую скорость, необходимо ввести соответствующие определения. Сначала надо дать определение полного пробивания (рис. 4.13). Ясно, что понятие полного (предельного) пробивания является в значительной степени субъективным и определяется рассматриваемой задачей. В качестве примера возможных вариантов приведем три определения.

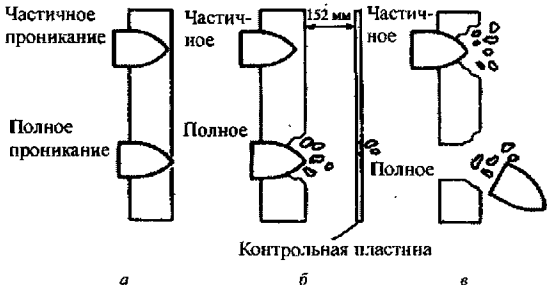


Рис. 4.13. Различные определения полного пробивания и частичного проникания

1. **Полным пробиванием** называется такое пробивание мишени, при котором сквозь нее свободно проходит свет.

2. **Полное пробивание** – это такое пробивание мишени, при котором сквозь нее проходит не менее половины снаряда.

3. **Полным называется такое пробивание мишени,** при котором пробивается также тонкий алюминиевый лист, установленный за ней.

При одних и тех же условиях соударения предельная скорость, соответствующая второму определению, обычно больше, чем соответствующая первому. Предельная скорость по третьему определению близка к скорости по второму определению, за исключением случая, когда происходит откол с тыльной поверхности преграды. Отметим, что лишь второе определение связывает пробивание с поведением снаряда. Вводя определение полного пробивания, необходимо найти предельную баллистическую скорость с точки зрения достижения успеха при ударе. Обычно за такую скорость принимают V_{50}. Удар со скоростью более V_{50} может и не обеспечить полного пробивания, однако вероятность последнего с увеличением скорости возрастает.

Вероятностное значение V_{50} в качестве предельной баллистической скорости применяется часто и широко распространено. Им довольно удобно пользоваться и при экспериментальных, и при теоретических исследованиях. Главный его недостаток – необхо-

димость проводить довольно большое количество экспериментов для получения статистически обоснованного значеиия V_{50}, результаты которых используются далеко ие полностью.

Детермииированное значение V_l имеет ряд очевидных преимуществ, главным из которых является более полное использование имеющейся ннформации. Вместо простой констатации факта пробитие – непробитие в случае пробития используются взвешенные зиачения скорости, что обеспечивает более высокую точность и экономичность получеиия результатов. Обычно получают реальную кривую $V_r(V_s)$ и одновременно с ней предельную баллистическую скорость V_l. Это не только облегчает проектирование снарядов и сопоставление экспериментальиых данных с результатами аиалитического и численного исследования, но и позволяет рассматривать пробивание мишеии, состоящей из нескольких последовательно расположеиных пластии.

Для оцеики предельной баллистической скорости при пробитии брони в диапазоне средиих скоростей широко используется эмпирическая формула Жакоб–де–Марра:

$$V_l = K\frac{d^{0,75}b^{0,7}}{q^{0,5}\cos\psi_0}\ [\text{м/с}],$$

где K – коэффициеит бронепробиваемости (K = 1900...2100 для остроголовых ударников, K = 2100...2300 для ударников с притупленной головной частью); d – калибр боеприпаса, дм; b – толщина пробиваемой брони, дм; q – масса ударника, кг; ψ_0 – угол подхода удариика к мишени, отсчитываемый от нормали к поверхности брони.

В совремеиных конструкторских разработках для оценки V_l или толщины пробиваемой при заданной скорости преграды используются числеиные расчеты. Вместе с тем важной и в значительной степени определяющей остается роль экспериментальиых исследований пробивания и проиикаиия. Они остаются основой для получеиия физического представления о процессе взаимодействия боеприпаса с преградой, а также установления эмпирических зависимостей, которыми описывается этот процесс полностью или частично (получение формул для вычисления полной глубиины и времеии внедрения боеприпаса в полубескоиечную преграду при известных условиях взаимодействия; для преграды коиечной толщины – формул для определения скорости, необходимой для пробивания преграды, и продолжительности процесса). Одиовременно иа основе физических представлений о процессе ударно-проникаю-

щего взаимодействия, можно установить закон сопротивления твердых сред движению в них боеприпаса, знание которого позволило бы получить не только эмпирические, но и более полные по смыслу полуэмпирические формулы оценки ударно-проникающего взаимодействия. Точность таких формул зависит от правильности подбора введенных в закон сопротивления коэффициентов, определяемых экспериментально и учитывающих факторы и допущения, используемые при интерпретации физической картины рассматриваемого процесса.

Из большого числа эмпирических формул, предназначенных для вычисления глубины внедрения боеприпаса в грунт и бетон, наибольшее распространение получили формулы: Забудского, Березанская и АНИИ.

Формула Забудского для текущей глубины проникания имеет вид

$$h = \frac{q \sin\theta_c}{2AB\Phi S} \ln\left(\frac{1+BV_c^2}{1+BV^2}\right) \text{ [м]}, \qquad (4.2)$$

где q – масса боеприпаса, кг; θ_c – угол встречи боеприпаса с поверхностью грунта, отсчитываемый от его поверхности; A и B – коэффициенты, зависящие от свойств грунта (см. табл. 4.2); $\Phi = (1{,}15...0{,}20)h_{гч}/d$ – коэффициент формы головной части боеприпаса; $h_{гч}$ – высота головной части БП, м; d – калибр БП, м; S – миделево сечение БП, м^2; V_c, V – скорость подхода БП к преграде и текущая скорость БП внутри преграды соответственно, м/с.

Таблица 4.2

Коэффициенты, учитывающие свойства различных сред

Среда	$A\cdot10^{-6}$	$B\cdot10^{6}$	$K_{пр}\cdot10^{6}$
Грунт рыхлый, свеженасыпанный	4,5	60	13...17
Грунт обыкновенный	–	–	11...13
Глина средней плотности	10,2	35	7...10
Мерзлый грунт	–	–	3,5
Суглинок	–	–	6...8
Песок естественной влажности	4,3	20	4,5...7
Песок водонасыщенный	4,3	20	6...9
Супесок	–	–	5...7
Известняк	–	–	1,8...2
Гранит (скальный грунт)	–	–	1,4...1,7
Дерево (хвойные породы)	11,4	10	–
Кирпичная кладка	31	15	2...2,5
Бетон средней прочности	–	–	1,2...1,5
Железобетон	–	–	0,7...0,9

Формула Забудского удовлетворительно описывает реальный процесс проникания тупоголовых БП со скоростями встречи $V_c < 400$ м/с.

Березанская формула – эмпирическая формула, полученная по результатам проведенных в 1912 г. на острове Березань в Черном море около г. Очакова стрельб:

$$h = K\frac{q}{d^2}V_c\cos\psi_0 \text{ [м]}, \qquad (4.3)$$

где K – коэффициент, характеризующий свойства преграды; q – масса снаряда, кг; d – калибр снаряда, м; V_c – скорость подхода снаряда к преграде, м/с; ψ_0 – угол (от нормали) встречи снаряда с преградой.

Березанская формула применима для сравнительно небольшого диапазона скоростей и дает невысокую точность. Расчет проникания обычных средств поражения в грунты, горные породы и другие материалы для недеформируемых корпусов артиллерийских снарядов при скорости встречи до 400 м/с рекомендуется проводить по Березанской формуле, трансформированной АНИИ. Эту формулу часто называют формулой АНИИ:

$$h = \lambda K_{пр}\frac{q}{d^2}V_c\frac{\cos(n\psi_0)}{\sqrt{\cos\psi_0}} \text{ [м]}, \qquad (4.4)$$

где $\lambda = \lambda_1\lambda_2$ – коэффициент, учитывающий форму головной части снаряда, $\lambda_1 = 0{,}5 + 0{,}4\sqrt[3]{\left(\frac{H_г}{d}\right)^2}$, $\lambda_2 = 2{,}8\sqrt[3]{d} - 1{,}3\sqrt{d}$; $K_{пр}$ – коэффициент, характеризующий свойства преграды (см. табл.4.2); $\psi_0 \le \frac{90^0}{2n-1}$ – угол (от нормали) встречи снаряда с преградой; n – коэффициент, учитывающий возможное искривление траектории движения снаряда в преграде: $n = 1{,}82$ – для снарядов дальнобойной формы, $n = 2{,}62$ – для снарядов недальнобойной формы; $H_г$ – высота головной части, м; d – калибр снаряда, м.

Для сверхзвуковых скоростей соударения, когда скорость боеприпаса V_c превышает скорость звука материала преграды a_0 приемлема следующая формула:

$$h = \lambda \frac{q}{d^2} K\left(\frac{V_c}{a_0}\right) 10^4 \quad [\text{м}],$$

где $\lambda = (0,45...1,0)\frac{H_г}{d}$; $K\left(\frac{V_c}{a_0}\right) = 24\frac{V_c}{a_0}\exp 6,65\left(\frac{V_c}{a_0}\right)$.

В следующем параграфе будет показано, какой закон сопротивления среды прониканию соответствует каждой из приведенных формул.

Пример: расчет глубины проникания снаряда ОФ-472 в мерзлый грунт при стрельбе из пушки Д-74.

Исходные данные: калибр снаряда d = 122 мм; масса снаряда q = 27,3 кг; высота головной части $H_г$ = 378 мм; скорость подхода снаряда к преграде V_c = 338 м/с; угол подхода $\psi_0 = 0^0$.

Расчет: $\lambda_1 = 0,5 + 0,4\sqrt[3]{\left(\frac{H_г}{d}\right)^2} = 0,5 + 0,4\sqrt[3]{\left(\frac{0,378}{0,122}\right)^2} = 1,35;$

$$\lambda_2 = 2,8\sqrt[3]{d} - 1,3\sqrt{d} = 2,8\sqrt[3]{0,122} - 1,3\sqrt{0,122} = 0,935;$$

$$\lambda = \lambda_1 \lambda_2 = 1,35 \cdot 0,935 = 1,262;$$

$$h = \lambda K_{пр} \frac{q}{d^2} V_c \frac{\cos(n\psi_0)}{\sqrt{\cos\psi_0}} = 1,262 \cdot 3,5 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{27,3}{0,122^2} \cdot 338 \cdot \frac{\cos(1,82 \cdot 0^\circ)}{\sqrt{\cos 0^\circ}} = 2,74\ (\text{м}).$$

Особенности высокоскоростного удара. Так как в современных системах вооружения и при современных условиях, когда кроме обычной боевой техники необходимо рассматривать воздействие боеприпасов проникающего действия на элементы ракет и космические объекты, скорости соударения могут достигать величин порядка нескольких километров в секунду. Такой диапазон скоростей относится к так называемому высокоскоростному удару. Как отмечалось в приведенной выше классификации, характер взаимодействия ударника с преградой меняется с ростом скорости. При этом меняется форма образующейся каверны (кратера). Сказанное иллюстрируется рис. 4.14, где показано, как меняется форма кратеров в свинцовых преградах при ударе компактных стальных ударников одинаковой массы с разными скоростями.

О смене характера взаимодействия ударников с преградами при переходе от скоростей, характерных для обычного стрелкового и артиллерийского вооружения, к высокоскоростному удару свиде-

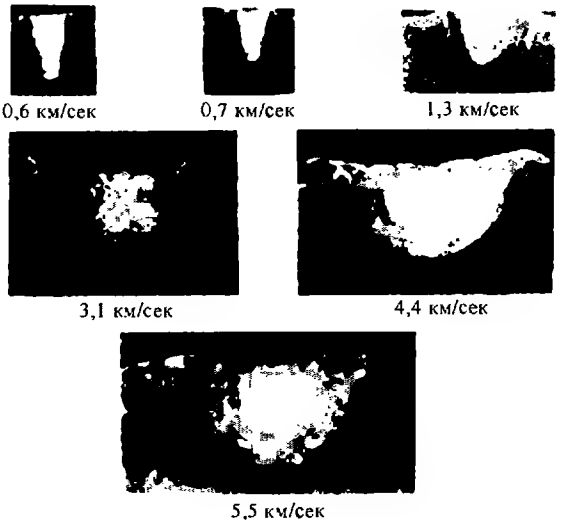


Рис. 4.14. Фотографии сечений кратеров, иллюстрирующие изменение формы кратера по мере роста скорости удара

тельствует и рис. 4.15, где приведены данные о глубине кратеров, образованных стальными ударниками в стальных преградах с различной твердостью материала по Бринеллю НВ (НВ = 170, 300 и 440 кг/мм^2 для кривых *1*, *2*, *3* соответственно). Как видно из приведенных результатов, зависимости имеют немонотонный характер, что объясняется сменой механизма взаимодействия в соответствии с приведенной ранее классификацией.

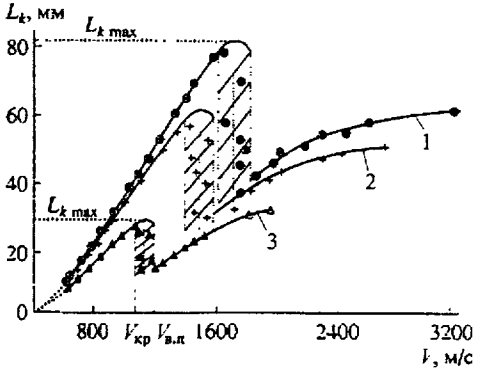


Рис. 4.15. Характерные зависимости глубины кратера от скорости удара в переходном диапазоне скоростей

Итак, при высокоскоростном ударе образуется характерный кратер, объем которого вследствие пластического течения материала во много раз превышает объем ударяющего тела. В случае А4 в ударных волнах реализуются условия, достаточные для частичного испарения вещества при разгрузке. Данные экспериментов, в которых осуществлялся удар стеклянных и стальных шаров по преградам из различных конструкционных материалов в виде зависимостей отношения глубины кратера h от диаметра ударника d_0 приведены на рис. 4.16. Из них, в частности, следует, что сильное влияние на конечные параметры кратера оказывают прочностные характеристики материала преграды, величины которых на поздних стадиях процесса сравнимы с инерционными силами. Если глубина кратеров в мишенях из Д16АТ, АМГ6 и В65, очень близких по прочностным свойствам, описывается практически одной зависимостью, то при тех же скоростях удара h в менее прочном сплаве АД1М значительно выше. Это сохраняется и при возрастании скорости соударения.

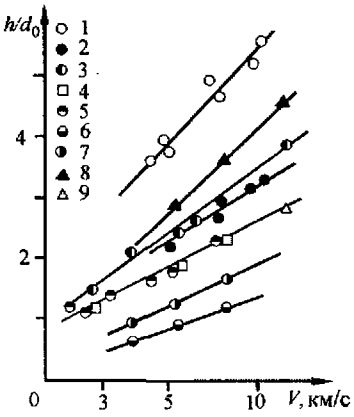


Рис. 4.16. Зависимости глубины кратера от скорости удара: стальные шары по преградам: *1* – Д16; *2* – Ст.10; стеклянные: *3* – АД1М; *4* – АМГ6; *5* – Д16АТ; *6* – Ст.Х18Н10Т; *7* – медь М1; *8* – свинец; *9* – В65

В случае компактных ударников обычно считают, что при высокоскоростном ударе кратеры в изотропных пластических преградах имеют форму, близкую к полусферической. Наблюдаются, однако, достаточно частые отклонения от такой формы, появляющиеся при относительно низких скоростях удара и сильном различии плотности и (или) прочности материалов и частиц мишени. Сказанное иллюстрируется рис. 4.17, где форма кратера характеризуется отношением его глубины h к его радиусу r, измеренному на уровне начальной поверхности преграды. В мишеиях из алюминиевых сплавов, напряжение течения которых существенно меньше соответствующих характеристик стали и меди, при ударе стеклянных частиц кратеры становятся почти полусферическими уже с $V \sim 1$ км/с для АД1-М и 2 км/с в остальных случаях. Для таких же частиц в мед-

ных преградах это происходит, когда $V = 5$ км/с, а в стальных – во всем исследованном диапазоне скоростей $h < r$. В то же время для удара стальной частицы по дюралюминиевой преграде при $V = 7{,}3$ км/с $h/r > 2$. Сопоставление всех данных показывает, что в диапазоне высоких скоростей удара форма кратера определяется отношением плотностей и прочностных параметров материалов частицы и преграды.

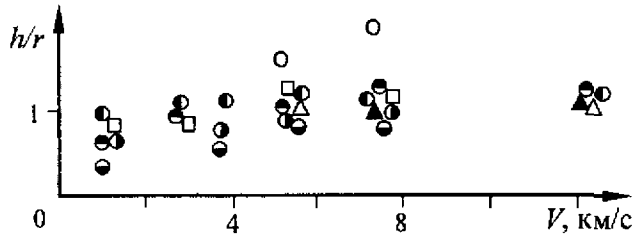


Рис. 4.17. Характеристика формы кратеров
Обозначения те же, что и на рис. 4.16

Принципиальное значенне приобретает вопрос о форме кратера, если необходимо экстраполировать экспериментальные результаты на более высокий, чем достигнутый в экспериментах, диапазон скоростей соударения. Здесь важно как понимание физики и механики развивающихся с ростом скорости процессов, так и возможность получения количественных оценок остаточных эффектов. На основании анализа возможности испарення материалов при разгрузке из состояния сильного сжатия высказано предположение, что в этом случае происходит резкое уменьшение скорости проникания высокоскоростной частицы в преграду и формируется «взрывной» кратер с $h < r$, т.е. кратер как бы выполаживается. Для другого набора гипотез в аналогичной постановке форма кратера остается неизменной. До настоящего времени гипотеза об уплощении кратера экспериментально не подтверждена.

С точки зрения понимания и прогнозирования явления важен вопрос о параметре или параметрах, определяющих конечные размеры образующегося в мишени кратера. В ранних оценках, проведенных на основе газодинамической модели, было показано, что в первом приближении объем кратера W пропорционален начальной кинетической энергии ударника E_0. Позднее определяющая роль E_0 подтверждена анализом на основе теории размерностей и результатами численных экспериментов. Далее для перехода к глубине кратера h

принимается, что кратер имеет полусферическую форму, тогда

$$h/d_0 \sim V^{2/3}.$$

Данные рис. 4.16 показывают, что конечная глубина действительно описывается зависимостью

$$h/d_0 \approx KV^{\alpha},$$

однако α варьируется в довольно широком диапазоне ($0{,}3 \le \alpha \le 0{,}85$). Такой же разброс значений α наблюдается и в многочисленных эмпирических формулах, построенных по результатам экспериментальных исследований. Результаты газодинамического расчета при высоких скоростях удара аппроксимируются зависимостью с $\alpha = 1/3$. Численное моделирование в умеренном диапазоне скоростей удара дает $h \sim V^{0{,}58}$. В ряде эмпирических формул α полагается равным 0,564, 2/3 и даже 0,88.

Отклонения α от 2/3 связаны как с отличием формы реальных кратеров от полусферической, так и с неточностью формулировки гипотезы, приводящей к такой зависимости. Предположение о том, что $W \sim E_0$, базируется на газодинамическом представлении о процессе высокоскоростного соударения, в то время как практически во всех экспериментальных исследованиях отмечается существенное влияние прочности на конечные параметры кратера.

Более точное описание особенностей кратерообразования можно получить на основе следующей простой модели. Считаем, что при соударении с изотропной пластической преградой кинетическая энергия ударяющего тела переходит в работу пластического деформирования, в результате которого образуется кратер. В достаточно грубом приближении (пренебрегаем теплопотерями, расходом энергии на возможные фазовые переходы, неоднородностью течения и т.д.) это выражается уравнением

$$\int_0^h \sigma_* S(x)dx = \frac{mV^2}{2},$$

где σ_* – напряжение течения материала, зависящее от скорости деформирования $\dot{\varepsilon}$; S – площадь поперечного сечения кратера; m – масса ударяющей частицы. Считая кратер полусфероидом вращения, а частицу – шаром и учитывая, что

$$\int_0^h \sigma_* S(x)dx \cong \sigma_* W,$$

получаем выражение

$$\frac{hr^2}{d_0^3} \cong \frac{1}{8}\frac{\rho_0 V^2}{\sigma_*} \tag{4.5}$$

(ρ_0 – плотность материала частицы), которое при $h = r$ и $\sigma_* = \text{const}$ дает $h/d_0 \sim V^{2/3}$. Скорость деформации можно оценить как $\dot{\varepsilon} = V/d_0$, тогда в экспериментах (см. рис. 4.16) $10^6 \le \dot{\varepsilon} \le 3\cdot 10^7\,\text{с}^{-1}$. Для таких высоких $\dot{\varepsilon}$ значения динамического предела текучести неизвестны. Для их расчета воспользуемся соотношением

$$\sigma_* = A\dot{\varepsilon}^{\beta}, \tag{4.6}$$

полученным и обоснованным в теории динамического деформирования металлов. Постоянные A и β, ввиду отсутствия прямых экспериментальных данных, можно определить по результатам, приведенным на рис. 4.16, с помощью (4.6).

Таблица 4.3

Постоянные A и β

Материал	Х18Н10Т	М1	Д-16АТ	АМГ-6	АД1-М
A, ГПа/(мкс)$^{\beta}$	5,06	2,24	1,58	1,43	0,63
β	0,42	0,38	0,136	0,183	0,2

Хорошая корреляция экспериментальных данных с расчетом по выведенной формуле видна на рис. 4.18.

Подстановка (4.6) в (4.5) дает

$$\frac{hr^2}{d_0^3} \cong \frac{1}{8}\ \rho_0 V^{2-\beta} d_0^{\beta}. \tag{4.7}$$

Соотношение (4.7) объясняет упоминающееся выше отличие α от 2/3 в используемых для вычисления h формулах и зависимостях рис. 4.16. В предположении $h = r$ из (4.7) следует, что

$$\frac{h}{d_0} \sim V^{\frac{2-\beta}{3}}.$$

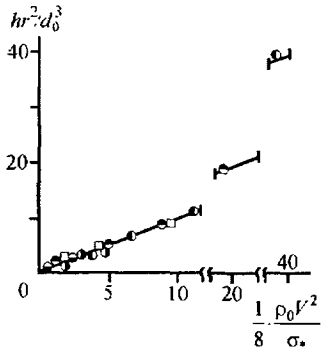


Рис. 4.18. Сравнение экспериментальных и расчетных данных об объеме кратера. Обозначения те же, что и на рис. 4.16

Более того, (4.7) объясняет и связь размеров кратера и ударяющего тела. Переход в (4.5), (4.7) к глубине каверны h затрудняется в случае существенного отличия формы кратера от полусферической.

Проведенное рассмотрение справедливо до тех пор, пока скорости удара относительно невысоки и происходит пластическое деформирование материала преграды без существенного испарения в волне разрежения. Это необходимо учитывать при попытках экстраполяции результатов на скорости, превышающие достигнутые в эксперименте. По имеющимся данным складывается впечатление, что при $V > 10$ км/с α не остается постоянным и имеет тенденцию к уменьшению. Возможно, это отражает смену механизмов формирования кратера и определяющая роль переходит к импульсу ударяющей частицы.

Для оценки баллистического предела в анализе высокоскоростного удара вводится понятие предельной толщины преграды δ_0, определяемой как максимальная толщина, при которой для данной скорости удара наступает сквозное разрушение, выражающееся хотя бы появлением разгерметизирующих трещин. Разнообразие типов предельного пробивания при фиксированном значении V обусловливается отношением плотностей материалов частицы и преграды (от этого зависит интенсивность распространяющейся в преграду ударной волны) и прочностными свойствами материала преграды при интенсивных динамических нагрузках.

Так, в случае пробивания преграды из алюминиевых сплавов стальными частицами (рис. 4.19) откольные явления выражены слабо, а начало сквозного разрушения связано с радиальными разрывами при пластическом течении «донной» части околократерной зоны. Напротив, при ударе стальных частиц по стальной преграде предельная толщина во многом определяется откольными эффектами. Несмотря на то что механизм предельного пробивания может существенно меняться, удалось найти удовлетворительное единое приближенное описание всех известных экспериментальных данных по пробиванию металлических преград. Это сделано на основе

Рис. 4.19. Переход от «полубесконечной» преграды к предельному пробитию. Слева стальные, справа алюминиевые преграды. $V = 7{,}3$ км/с, $d_0 = 1{,}7$ мм

тех же качественных рассуждений, что и в случае каверны в полубесконечной преграде, которые привели к выводу об определяющей роли кинетической энергии ударяющей частицы. Оказалось, что экспериментальные данные описываются линейной в первом приближении зависимостью

$$\delta_0 / d_0 \cong a(\rho_0 V^2 / \rho_1)^{1/3} - b,$$

где a и b – размерные постоянные; ρ_1 – плотность материала мишени. Если V выражать в километрах в секунду

$$\frac{\delta_0}{d_0} \cong 1{,}15\left[\left(\frac{\rho_0 V^2}{\rho_1}\right)^{1/3} - 0{,}7\right]. \qquad (4.8)$$

Из физических соображений предпочтительнее иметь в качестве определяющего параметра безразмерную величину, что способствовало бы более точному представлению о пределах применимости полученного соотношения. Попытки его отыскать успеха не принесли, точность описания экспериментальных данных по сравнению с (4.8) повысить не удалось.

Иногда для оценок используют соотношение

$$\delta_0 \sim kh$$

(k = const), которое действительно имеет место, когда роль откола в предельном пробивании мала. В частности, для преград из алюминия и его сплавов $k \sim 1{,}4...1{,}5$. В случае развитых откольных эффектов k не постоянно и, возрастая, может достигать значений 2...3.

О воздействии на живую силу. Особого рассмотрения заслуживает вопрос о поражающем воздействии ударников на живую силу. Будем при этом рассматривать достаточно компактные ударники относительно небольших размеров – пули, мелкие осколки и т. д. В первом приближении поражающий эффект будет зависеть от соотношения параметров ударника (масса, форма, скорость) и анатомо-физиологических свойств поражаемой части тела. Современные представления раневой баллистики рисуют следующую картину развития повреждений в тканях при воздействии ударников. При внедрении ударника формируется пульсирующая полость, время существования которой может в десятки раз превышать время прохождения пули по всему раневому каналу. Размеры полости, продолжительность и число пульсаций, величина давления на окружающие ткани зависят в первом приближении при прочих равных условиях от величины поглощенной тканями энергии. Так для определенной ткани при скорости ударника ~ 400 м/с происходит две пульсации полости продолжительностью $2 \cdot 10^{-2}$ с, при ~ 730 м/с – пять пульсаций продолжительностью 0,2 с, а при ~ 990 м/с – восемь пульсаций продолжительностью 0,25 с. Описанная динамика изменения пульсирующей полости и колебаний давления в процессе образования проникающего ранения показывает, что это волнообразный процесс, при котором первая пульсация соответствует распространению ударной волны, а последующие чередования фаз сжатия и расширения связаны с возникновением волн сжатия и разрежения, действие которых и определяет разрушения в тканях, окружающих раневой канал. Качественно картина полностью аналогична динамике развития полости в жидкости при подводном взрыве, при котором происходит аналогичная пульсация возникающей каверны. Это означает, что процесс формирования пульсирующей полости в тканях имеет гидродинамический характер. Необходимо при этом указать, что в фазе разрежения, как и в жидкости, в зоне растягивающих напряжений возможно возникновение

кавитации, что будет приводить к дополнительным разрушениям тканей. Соответствующие эффекты наблюдаются в экспериментах и реальных условиях, особенно в органах, содержащих значительное количество жидкости.

При разрушении ударником плотных костных образований возникает поток костных осколков в виде конуса, обращенного основанием вперед по ходу раневого канала. Эти осколки могут играть роль вторичных поражающих элементов. Явление соответствует закономерностям хрупкого разрушения. Отметим также возможность дополнительных повреждений органов в результате эффекта гидравлического удара – волны сжатия, распространяющейся по кровеносным сосудам.

Перечисленные особенности формирования полости в тканях живого организма проявляются в разной степени в зависимости от параметров ударника (пули, осколка) – массы, формы, скорости, вращающего момента, прочностных свойств.

4.3. ПОСТАНОВКА РАЗЛИЧНЫХ ЗАДАЧ ПРОНИКАНИЯ И ПУТИ ИХ РЕШЕНИЯ

Описание процессов проникания и пробивания должно базироваться прежде всего на четких представлениях и механизмах взаимодействия ударника и преграды. При этом для полного описания динамики соударения необходимо учитывать форму соударяющихся тел, распространение упругих, пластических и ударных волн, гидродинамическое течение материалов, конечные деформации, тепловые эффекты, влияние трения, возникновение и распространение зон разрушения и ряд других явлений. Таким образом, полный теоретический расчет весьма громоздок, причем точность получаемых результатов не гарантируется из-за трудности правильного описания поведения материалов в реализующихся при соударении условиях. Это служит причиной того, что значительную, если не основную, роль в изучении проникания и пробивания отводят экспериментальным и экспериментально-теоретическим методам. Для понимания наблюдаемых особенностей явления необходимо выделить основные механизмы взаимодействия. В табл. 4.4 дана условная классификация преобладающих свойств материалов в зависимости от скорости соударения V_s и скорости деформации $\dot{\varepsilon}$.

Таблица 4.4

Свойства материалов в зависимости от условий соударения

V_s	$\dot{\varepsilon}$, c^{-1}	Свойства (поведение) материала
< 50 м/с	10^0	Преобладают упругие деформации. Возможно появление зон локализации
50...500 м/с	10^2	Преобладают пластические деформации
0,5...1 км/с	10^4	Проявление вязко-пластических и вязких свойств. Прочность материала остается существенной
1...3 км/с	10^5	Гидродинамическое поведение твердых тел. Определяющий параметр – плотность
3...12 км/с	10^6	Необходим учет сжимаемости
> 12 км/с	10^8	Испарение материала

В простейшем случае проникание тела в сплошную среду в предположении, что оно проникает по нормали и движется прямолинейно, можно описать уравнением движения, выражающим закон Ньютона:

$$M\frac{d^2y}{dt^2} = -F,$$

где y – путь, пройденный телом, t – время, M – масса тела, F – сила сопротивления среды.

При конкретизированной F для решения задачи следует воспользоваться начальными данными в форме

$$\text{при} \quad t = 0: \quad y = 0, \ \frac{dy}{dt} = V_s.$$

Теперь исходя из конкретных условий соударения необходимо выбрать выражение для F. Чаще всего предполагается, что силу сопротивления среды F можно представить в виде суммы трех сил

$$F = F_1 + F_2 + F_3,$$

где F_1 – сила динамического сопротивления, вызванная инерцией частиц среды, принимается пропорциональной квадрату скорости проникания V; F_2 – сила вязкости среды, возникающая за счет преодоления трения между частицами среды, пропорциональная скорости проникания; F_3 – сила статического сопротивления, величина которого зависит от прочности преграды и не зависит от скорости движения ударника. Таким образом, силу можно представить в виде

$$F = AV^2 + BV + C, \tag{4.9}$$

где A, B, C – положительные константы, зависящие от свойств материала преграды и формы ударника.

Постановка задачи о проникании в такой форме имеет давнюю историю. По-видимому, первым подобную задачу рассмотрел еще Эйлер, положивший

$$F = C. \tag{4.10}$$

В анализе, проведенном Понселе,

$$F = AV^2 + C, \tag{4.11}$$

а у Резаля

$$F = AV^2 + BV. \tag{4.12}$$

Известны также варианты: Чизхольма

$$F = BV + C, \tag{4.13}$$

а также Алена, Мэйфилда и Моррисона, в котором

$$F = AV^2 \quad \text{для} \quad V_s > V > V_*$$
$$F = A_1 V^2 + C \quad \text{для} \quad V_* > V > 0,$$

где V_* – некоторая критическая скорость.

Анализ эмпирических формул (4.2) – (4.4) показывает, что если силу сопротивления представить в виде

$$F = \frac{\pi d^2}{4}\left(AV^2 + C\right),$$

что соответствует (4.11), то можно получить формулу для определения глубины внедрения боеприпаса в преграду

$$h = \frac{2m}{\pi d^2 A}\ln\left(1 + \frac{A}{C}V^2\right),$$

близкую по структуре формуле Забудского (здесь m – масса боеприпаса). Если же преграду рассматривать как среду, сопротивление которой зависит только от силы трения, пропорциональной скорости, то

$$F = \frac{\pi d^2}{4}BV$$

(вариант (4.13)), а формула для определения глубины внедрения примет вид

$$h = \frac{4}{\pi B}\frac{m}{d^2}V .$$

Таким образом, формулы Березанская и Забудского, применяемые для оценки глубины внедрения в преграду одного и того же типа, соответствуют различным физическим представлениям процесса взаимодействия, что приводит к различной записи закона сопротивления среды преграды при внедрении боеприпаса.

Полагая силу сопротивления преграды равной статическому сопротивлению

$$F = \frac{\pi d^2}{4}C ,$$

получим формулу для определения глубины виедрения

$$h = \frac{2}{\pi C}\frac{m}{d^2}V^2 ,$$

которую можно трансформировать в формулу Жакоб–де–Марра.

Коэффициенты сопротивления преград, определенные экспериментально, можно использовать не только в приведенных эмпирических формулах для однородных преград, но и для многослойных преград с неоднородной структурой.

Анализируя эмпирические и теоретические формулы, которыми частично или полностью характеризуется процесс ударно-проникающего взаимодействия, устанавливаем:

1) сила сопротивления преграды зависит от физического представления процесса взаимодействия боеприпаса с преградой;

2) коэффициенты, входящие в эмпирические формулы, учитывают особенности процесса взаимодействия, однако, как правило, не имеют физического смысла; принимаемое выражение для снлы сопротивления преграды предопределяет вид уравнения движения и характер задачи о внедрении боеприпаса в преграду, что обусловливает структуру расчетных формул процесса взаимодействия.

Современный уровень развития науки, наличие рентгеноимпульсной и фотографической аппаратуры для регистрации быстропротекающих процессов позволили устаиовить физическую структуру ряда эмпирических коэффициентов. Так коэффициент инер-

ционного сопротивления преграды оказался равным произведению плотности материала на коэффициент формы головной части боеприпаса. Коэффициент статического сопротивления для металлической преграды пропорционален динамической твердости или динамическому пределу текучести, для бетонной преграды он пропорционален кубнковой прочности.

Таким образом, приведенные выше эмпирическне формулы получили более строгое обоснование и перешли в разряд полуэмпирических. Характерным примером этого является формула ЛФТИ для расчета глубины внедрения

$$h = \frac{l_0}{2\chi_0}\frac{\rho_{02}}{\rho_{01}}\ln\left(1+\chi_0\frac{\rho_{01}V^2}{H}\right),$$

где l_0 – длнна боеприпаса; ρ_{01}, ρ_{02} – соответственно плотности материала преграды и конструкции боеприпаса; H – динамическая твердость материала преграды (для металлов определяется при скорости внедрения 10...100 м/с); χ_0 – коэффициеит формы головной части боеприпаса (для боеприпаса с конической головной частью $\chi_0 = \sin^2\delta$, для боеприпаса с оживальной головной частью

$$\chi_0 = \frac{8(R/d)-1}{24(R/d)^2},$$

где δ – угол конусности; R – радиус оживала; d – калибр боеприпаса).

Вводя в рассмотрение удобные для практического применения общие характеристики физико-механических свойств материала преграды, с помощью которых описывается способность их сопротивляться интенсивной динамической нагрузке, можно получить единые выражения для определения силы сопротивления преград из различных материалов. Примером этого является выражение

$$F = \frac{\pi d^2}{4}\left(a_0 + \sum_{i=1}^{n} a_i V^i + \sum_{j=1}^{k} b_j \dot{V}^j\right),$$

где a_i, b_j ($i = 0, 1...n$; $j = 1...k$) – коэффициенты, характеризующие свойства преграды и учитывающие форму головной части боеприпаса; $\dot{V}$ – ускорение боеприпаса.

При рассмотрении общего случая движения боеприпаса в преграде, когда траектория отличается от прямолинейной, целесообразнее вместо силы сопротивления F использовать давление P

$$P = a_0 + \sum_{i=1}^{n} a_i V^i + \sum_{j=1}^{k} b_j \dot{V}^j.$$

Завершая анализ эмпирических формул, следует отметить, что наряду с рассмотренными формулами встречаются такие, которые получены путем априорного представления выражений для вычисления пути боеприпаса в преграде, как произведение функций, учитывающих конструктивные параметры боеприпаса, физико-механические свойства преграды и условия их взаимодействия. Эти формулы имеют достаточно высокую точность в пределах условий, для которых они получены, однако они мало отличаются от эмпирических и недостаточны для решения задач, возникающих при разработке реальных конструкций боеприпасов.

4.4. УДАР СТЕРЖНЯМИ

Соударение ударников, один из размеров которых много больше остальных, называемых стержнями, требует отдельного рассмотрения ввиду специфики их взаимодействия с преградами. На рис. 4.20 показано внедрение медного стержня в слоистую преграду, набранную из слоев пластика и алюминия. Такая постановка позволяет выявить структуру течения материала в зоне взаимодействия ударника с преградой. Можно сказать, что этот процесс в каком-то смысле является промежуточным между ударом компактными ударниками и проникание кумулятивных струй. Ввиду этого основным подходом в инженерных моделях проникания длинных стержней является модификация гидродинамической модели проникания, по-

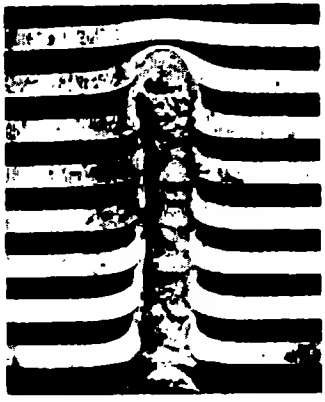


Рис. 4.20. Внедрение медного стержня в слоистую преграду

строенной для описания внедрения кумулятивной струи. Этому способствует то обстоятельство, что в рассматриваемом процессе можно выделить три основных, неравнозначных по вкладу, но отличающихся с точки зрения механики процесса, этапа. Первый этап – начало соударения – характеризуется развитием волнового взаимодействия в окрестности области первоначального контакта, при котором формируется поле скоростей и напряжений в зоне контакта соударяющихся тел. Второй этап – наиболее продолжительный и определяющий конечный результат – заключается в практически стационарном проникании ударника в преграду. Именно для этого этапа становится оправданным применение гидродинамического подхода. На заключительном этапе происходит торможение ударника, т.е. процесс снова становится нестационарным, при котором значительно измеряются условия соударения, в первую очередь меняется величина силы сопротивления внедрению. С точки зрения конечного результата этот этап, как и первый, не является определяющим. Такое деление на этапы сохраняется и при пробивании преграды, только третий этап в этом случае связан с особенностями выхода ударника на тыльную свободную поверхность.

Упрощенный подход, являющийся модификацией гидродинамической теории кумуляции, заключается в следующем. Пусть скорость снаряда равна V, скорость проникания равна U, а давление на контакте стержня с мишенью равно P. Допустим, что эти величины приближенно удовлетворяют уравнению Бернулли

$$P=\frac{1}{2}\rho_t U^2+R_t=\frac{1}{2}\rho_p\left(V-U\right)^2+Y_p, \tag{4.14}$$

где R_t, Y_p, ρ_t, ρ_p – пределы текучести (а точнее – давления, при которых материалы переходят в гидродинамическое состояние) и плотности материалов преграды и стержня соответственно. Из (4.14) следует

$$U=\frac{V-\mu\left(V^2+A\right)^{1/2}}{1-\mu^2}, \tag{4.15}$$

где

$$\mu=\left(\frac{\rho_t}{\rho_p}\right)^{1/2},\quad A=\frac{2\left(R_t-Y_p\right)\left(1-\mu^2\right)}{\rho_t}. \tag{4.16}$$

Торможение стержня, сопровождающееся его укорочением, описывается следующей зависимостью:

$$Y_p = -\rho_p l \frac{dV}{dt}, \tag{4.17}$$

где l – текущая длина стержня. Скорость укорочения равна

$$\frac{dl}{dt} = -(V - U). \tag{4.18}$$

Получаемое решение зависит от соотношения величин R_t и Y_p.

Случай 1 ($R_t > Y_p$)

Когда скорость снаряда падает до величины

$$V_c = \left[2(R_t - Y_p)/\rho_p\right]^{1/2},$$

пенетрация прекращается и мишень можно рассматривать как жесткое тело. Тем не менее уравнения (4.17) и (4.18) остаются в силе, и, таким образом,

$$Y_p = \rho_p l V \frac{dV}{dt}. \tag{4.19}$$

Если скорость столкновения W больше V_c, а длина стержня в момент, когда V равно V_c, равняется l_c, то длина недеформированного остатка стержня l_s вычисляется по следующей формуле:

$$l_s = l_c \exp\left[\left(Y_p - R_t\right)/Y_p\right], \tag{4.20}$$

полученной путем интегрирования уравнения (4.19). После дальнейшего интегрирования будем иметь

$$\frac{l_c}{L} = \left\{\frac{\left[A(1+\mu)/(1-\mu)\right]^{1/2}}{W + \left(W^2 + A\right)^{1/2}}\right\}^{\left(\frac{R_t - Y_p}{\mu V_p}\right)} \times$$

$$\times \exp\left[\frac{\mu\rho_p}{2(1-\mu^2)Y_p}\left\{\mu A - \left[W\left(W^2 + A\right)^{1/2} - \mu V^2\right]\right\}\right], \tag{4.21}$$

где L – начальная длина стержня.

Если скорость столкновения V меньше V_c, так что снаряд совсем не проникает в мишень, уравнение (4.19) следует интегрировать с начальным условием $l = L$ при $V = V_0$, откуда

$$\frac{l_s}{L} = \exp\left(-\rho_p W^2 / 2Y_p\right). \tag{4.22}$$

Задача о пластическом деформировании стержня при ударе по жесткой преграде была решена Тейлором. Вычисленная им длина недеформированного остатка стержня, записанная в обозначениях данной работы, рассчитывается по формуле

$$\frac{l_s}{L} = \exp\left[-\rho_p W\left(W + 2C\right)/2Y_p\right], \tag{4.23}$$

где C – скорость распространения упругопластической границы.

Сравнивая формулы (4.22) и (4.23), можно заметить, что гидродинамическая теория пригодна для описания поведения одних только идеально пластических стержней, в которых скорость распространения пластической волны равна нулю. В экспериментах Виффина, сопровождавших теоретические исследования Тейлора, была получена оценка скорости C для стали: она изменялась от величины 2000 фут/с при скорости удара 400 фут/с до величины около 240 фут/с при скорости удара 2500 фут/с.

Параметр $2C$ сравним со скоростью столкновения при значениях порядка 1500 фут/с, следовательно, для столь сравнительно малых скоростей удара гидродинамическая теория неприменима. Однако для скоростей столкновения, значительно превышающих величину $2C$, обе рассматриваемые теории дают почти одинаковые результаты.

Случай 2 ($R_t < Y_p$)

Когда скорость снаряда уменьшается до значения

$$V = \left[2\left(Y_p - R_t\right)/\rho_t\right]^{1/2},$$

прекращается деформирование стержня, и дальнейшее его проникание в мишень соответствует движению жесткого тела в жидкости. При этом давление на конце стержия

$$P = \frac{1}{2}\rho_t V^2 + R_t \tag{4.24}$$

и, следовательно, закон торможения имеет приближенно следующий вид:

$$\rho_p l_s \frac{dV}{dt} = -\left(\frac{1}{2}\rho_t V^2 + R_t\right). \tag{4.25}$$

Пусть глубина дополнительного проникания, на которой стержень остаточной длины l_0 тормозится полностью со скорости V_0, равна d_e. Интегрирование (4.25) приводит к зависимости

$$\frac{d_e}{l_0} = \frac{1}{\mu^2}\ln\left[1+\left(\frac{p_t V_0^2}{2R_t}\right)\right]. \tag{4.26}$$

При скоростях удара, достаточно малых для того, чтобы стержень оставался жестким в течение всего процесса, полная глубина проникания вычисляется по формуле

$$\frac{D}{L} = \frac{1}{\mu^2}\ln\left[1+\left(\frac{\rho_t W^2}{2R_t}\right)\right] \approx \frac{\rho_p V^2}{2R_t}. \tag{4.27}$$

Применение последней формулы ограничено тем, что при достаточно малых скоростях величина R_t определяется в основном влиянием свободной поверхности мишени, а течение материала имеет пластический, а не гидродинамический характер.

Если скорость удара W превышает

$$\left[2\left(Y_p - R_t\right)/\rho_t\right]^{1/2},$$

то дополнительное проникание жесткого остатка стержня на глубину d_e вычисляется путем подстановки в уравнение (4.26) величины $\left[2\left(Y_p - R_t\right)\rho_t\right]^{1/2}$ вместо V_0, откуда

$$\frac{d_e}{l_s} = \frac{1}{\mu^2}\ln\left(\frac{Y_p}{R_t}\right), \tag{4.28}$$

где l_s – длина жесткого остатка стержня, вычисляемая по следующей формуле:

$$\frac{l_s}{L}=\left\{\frac{\left[A(\mu+1)(\mu-1)\right]^{1/2}}{W+\left(W^2+A\right)^{1/2}}\right\}^{\left(\frac{R_t-Y_p}{\mu Y_p}\right)}\times$$

$$\times\exp\left\{\frac{-\mu\rho_p}{2\left(1-\mu^2\right)Y_p}\left[W\left(W^2+A\right)^{1/2}-\mu V^2\right]\right\}. \qquad (4.29)$$

Пусть скорость $\left[2\left(Y_p-R_t\right)/\rho_t\right]^{1/2}$ равна V_r. В соответствии с (4.19) глубина проникания d_r до прекращения деформации снаряда равна

$$d_r=\frac{\rho_p}{Y_p}\int_{V_r}^{W}UldV, \qquad (4.30)$$

где U вычисляется по формуле (4.15), а величина l определяется уравнением

$$\frac{l}{L}=\left[\frac{V+\left(V^2+A\right)^{1/2}}{W+\left(W^2+A\right)^{1/2}}\right]^{\frac{R_tY_p}{\mu Y_p}}\times$$

$$\times\exp\left[\frac{\mu\rho_p}{2\left(1-\mu^2\right)Y_p}\right]\left\{\left[V\left(V^2+A\right)^{1/2}-\mu v^2\right]-\left[W\left(W^2+A\right)^{1/2}-\mu W^2\right]\right\}. \qquad (4.31)$$

Полная глубина пенетрации D получается как сумма величин d_e и d_r, вычисляемых соответственно по формулам (4.28) и (4.30).

Случай 3 ($R_t = Y_p$)

Стержень все время ведет себя как жидкость, и проникание прекращается, когда U и V станавятся равными нулю. Во всех рассмотренных случаях глубина L определяется по формуле

$$L=\int_0^t Udt. \qquad (4.32)$$

Формула (4.32) с помощью (4.16) приводится к виду

$$L = \frac{\rho_0}{Y} \int_V^W U t dV, \tag{4.33}$$

где U определяется из (4.15), а l – из (4.31). В общем случае интеграл (4.33) вычисляется численно, однако в случае 3 непосредственное интегрирование приводит к результату

$$\frac{l}{l_0} = \frac{1}{\mu}\left\{1 - \exp\left[-B\left(W^2 - V^2\right)\right]\right\}, \tag{4.34}$$

где

$$B = \frac{\mu\rho_0}{2(1+\mu)Y_p}. \tag{4.35}$$

Другое упрощение можно получить при одинаковом значении плотностей бойка и преграды: $\rho_p = \rho_t$. В этом случае величина A равна нулю и формула (4.31) сводится к виду

$$\frac{l}{l_0} = \left(\frac{V}{W}\right)^{\frac{R_t - Y_p}{Y_p}} \cdot \exp\left[\frac{-\rho_t\left(W^2 - V^2\right)}{4Y_p}\right], \tag{4.36}$$

а для U из (4.14) получим

$$U = \frac{V}{2} - \frac{R_t - Y_p}{\rho_p V}. \tag{4.37}$$

Введем безразмерные величины

$$\frac{\rho_p W^2}{4Y_p} = \bar{V}^2, \quad \frac{R_t - Y_p}{Y_p} = \beta, \quad \frac{V}{W} = \zeta. \tag{4.38}$$

Тогда глубина проникания в рассматриваемом случае одинаковой плотности материалов получится по формуле

$$\frac{L}{l_0} = \int_\zeta^1 \left(2\bar{V}^2 x - \frac{\beta}{x}\right) x^\beta \exp\left[\bar{V}^2\left(x^2 - 1\right)\right] dx. \tag{4.39}$$

В общем случае интеграл в правой части (4.39) вычисляется численно, однако если β – четное число, существует простое аналитическое решение:

$$\frac{R_t}{Y_p}=1,\ \frac{L}{l_0}=1-\exp\left[\overline{V}^2\left(\zeta^2-1\right)\right],$$

$$\frac{R_t}{Y_p}=3,\ \frac{L}{l_0}=\left(1-\frac{2}{\overline{V}^2}\right)\ \exp\left[\overline{V}^2\left(\zeta^2-1\right)\right],$$

$$\frac{R_t}{Y_p}=5,\ \frac{L}{l_0}\approx\left(1-\frac{2}{\overline{V}^2}+\frac{2}{\overline{V}^2}\right)-\left(\zeta^4-\frac{4\zeta^2}{\overline{V}^2}+\frac{4}{\overline{V}^2}\right)\ \exp\left[\overline{V}^2\left(\zeta^2-1\right)\right]. \quad (4.40)$$

Таким образом, приведенные формулы полностью описывают проникание стержня в преграду на основе модифицированной гидродинамической модели при любых соотношениях параметров, характеризующих прочностные свойства ударника и мишени.

В связи с тем, что в последнее время в ряде случаев могут применяться преграды из высокопрочных керамических материалов (керамическая броня), отдельного рассмотрения требует задача о взаимодействии ударников с хрупкими средами. Как показывают экспериментальные исследования, при внедрении стержней в высокомодульные хрупкие материалы глубина внедрения оказывается значительно меньше (в 1,5...2 раза), чем предсказывают формулы, полученные на основе модифицированной гидродинамической теории. Оказывается, что максимальное отклонение параметров процесса внедрения в керамику от расчетных наблюдается при скоростях внедрения, превышающих скорость распространения трещин в исследуемых материалах. При меньших скоростях проникания эффект снижается. Это связано с тем, что при высокой скорости фронт трещин, развивающихся от стенок разрушающейся каверны, движется медленнее поверхности контакта ударника и преграды, т.е. ударник взаимодействует с неповрежденным материалом, имеющим высокий предел текучести. В этом заключается физическая природа высокой стойкости керамических материалов к пробиванию. При меньших скоростях соударения ударник в основном будет внедряться в сильно раздробленную, практически лишенную прочности среду с плотностью, близкой к монолиту, и условия внедрения приближаются к описываемым гидродинамическими теориями. Сказанное иллюстрируется рис. 4.21, где сравниваются экспериментальные данные по внедрению в хрупкие керамические материалы с расчетом по гидродинамической модели.

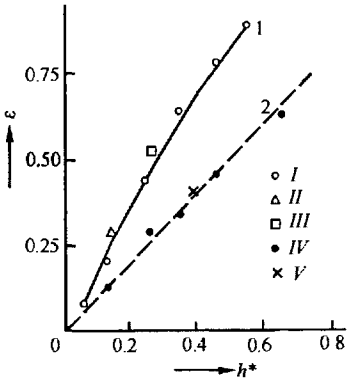


Рис. 4.21. Зависимость относительной деформации ударника от приведенной толщины пластины: *1* – сплошная пластина; 2 – раздробленная среда; I – стекло, II – ситалл, III – карбид кремния; предварительно раздробленные IV – стекло, V – свинцовое стекло

Рисунок нуждается в пояснении. Дело в том, что зона разрушения в хрупком материале при взаимодействии ее с ударником может распространяться на расстояния, значительно превышающие глубину внедрения ударяющего тела. Это не позволяет непосредственно определять глубину внедрения ударника так, как это делается в случае пластически деформирующихся металлических преград, поэтому при рассмотрении внедрения пластичного тела в хрупкую среду необходимо выбрать аналог глубины проникания ударника. Если преграда представляет собой пробиваемую пластину, то ее толщину h в первом приближении можно рассматривать как элемент каверны заданной глубины h. В этом случае мерой воздействия пластины на ударник может служить величина его укорочения при проникании на глубину h. В соответствии с этим на рис. 4.21 приведены зависимости относительного укорочения ударника от приведенной толщины хрупкой пластины. Данные для сплошной пластины сравниваются с данными по удару в предварительно раздробленную среду. Как видно из рисунка, хрупкие материалы (кривая *1*) действительно обнаруживают значительное отклонение от гидродинамической зависимости *2*, т.е. подтвержден описанный выше механизм внедрения ударников в хрупкие (керамические) материалы.

Как следует из проведенного выше анализа, повышение плотности и прочности материала ударника ведет к росту глубины проникания и, следовательно, к повышению эффективности поражения. Для использования этого эффекта в практических целях в бронебойных снарядах используются сердечники из сплавов, содержащих обедненный уран, что существенно увеличивает глубину проникания и пробиваемую толщину. В то же время производство и применение таких сердечников связано с проблемами экономического, политического и экологического характера. В связи с этим пытаются заменить урановые сплавы на вольфрамовые композиты

при сохранении пробивающей способности ударников. Исследования показывают, что возможно создание сердечников из вольфрамовых композитов, не уступающих по эффективности сердечникам из урановых сплавов.

Для повышения эффективности бронепробивания используются дополнительные возможности, основывающиеся на понимании физических механизмов проникания. В частности, проведенное выше рассмотрение основывается на втором этапе проникания, который может рассматриваться как стационарный процесс. Плодотворной идеей увеличения глубины проникания явилось использование нестационарного этапа, на котором реализуется максимальное давление в зоне контакта, вследствие чего глубина проникания существенно увеличивается. Такие условия обеспечиваются специальной конструкцией ударников. В настоящее время рассматривается возможность применения нескольких типов ударников (рис. 4.22).

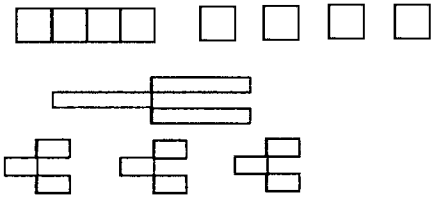


Рис. 4.22. Сегментированные (верхний ряд), телескопический (средний) и сегментированный телескопический ударники (внизу)

Сегментированные ударники. Представляют собой набор цилиндров с длиной, равной диаметру, разнесенных друг от друга на расстояние S, причем S может меняться в пределах от нуля до нескольких диаметров ударника. Рентгенограмма проникания такого ударника показана на рис. 4.23. В зависимости от скорости удара выбирается оптимальное разнесение элементов. Руководящим принципом при этом является выбор такого расстояния между сегментами, чтобы каждый последующий приходил на дно формирующейся каверны в момент полного срабатывания предыдущего. Не останавливаясь на детальном анализе происходящих физических процессов, укажем, что глубина проникания по сравнению с эквивалентным сплошным ударником увеличивается на 20...40 %. Конст-

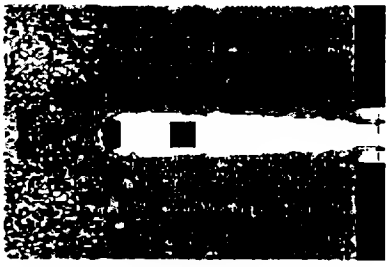


Рис. 4.23. Рентгенограмма проникания сегментированного ударника

руктивно разнесение сегментов осуществляется с помощью промежуточных элементов.

Телескопические ударники. Один из вариантов таких ударников, показанный на рис 4.22, представляет собой комбинацию из сплошного одиородного ударника, соединенного с трубчатой частью, внутренний диаметр которой равен внешнему диаметру сплошной. При ударе трубчатой части формируется каверна, в которую без сопротивления и практически с первоначальной скоростью пролетает сплошная часть, которая в дальнейшем взаимодействует с преградой, как обычный стержень. Эффект увеличения глубины также достигается за счет использования нестационарной стадии и может составлять десятки процентов.

Телескопические сегментированные ударники – это собой сочетание предыдущих двух типов. В этом случае сегменты ударника представляют собой телескопические ударники.

Следует отметить, что поиски способов увеличения бронепробития продолжаются.

4.5. ОСОБЕННОСТИ СОУДАРЕНИЯ С ТОНКИМИ ПРЕГРАДАМИ (ЭКРАНАМИ)

Особый интерес при рассмотрении ударного взаимодействия тел с преградами вызывает соударение тел с относительно тонкими преградами. Дело в том, что при пробивании тонкой преграды в теле развиваются волновые процессы, приводящие к торможению и разрушению ударника. Этот эффект используется для защиты объекта от пробивания. Тонкие пластины, например, являются элементами динамической защиты танков, применяются также для защиты космических объектов. Для понимания происходящих процессов рассмотрим простейший случай удара прямого кругового цилиндра по тонкому экрану (рис. 4.24), на котором показана приблизительная волновая картина вскоре после соударения. От границы раздела I в противоположных направлениях распространяются ударные волны S_1 и S_2, причем в связи с ограниченностью диаметра ударника по направлению к оси симметрии движутся волны разрежения R_1 и R_2. Образование этих волн разрежения приводит к выбросу вещества ударника и экрана в обратном направлении. После отражения ударной волны S_2 от свободной поверхности возникает волна разрежения R_2, в которой профиль нижней по-

верхности экрана приобретает показанный на рисунке вид. Дальнейшее развитие волновых процессов, сопровождающееся взаимодействием волн разрежения, может привести к тому, что если растягивающее напряжение в какой-то точке ударника или экрана превысит прочность материала на разрыв, то в этом месте возникнет трещина. Возникшая трещина сама становится источником новых волн разрежения, в которых опять может произойти разрушение, и т.д. Таким образом, происходит дробление экрана и ударника.

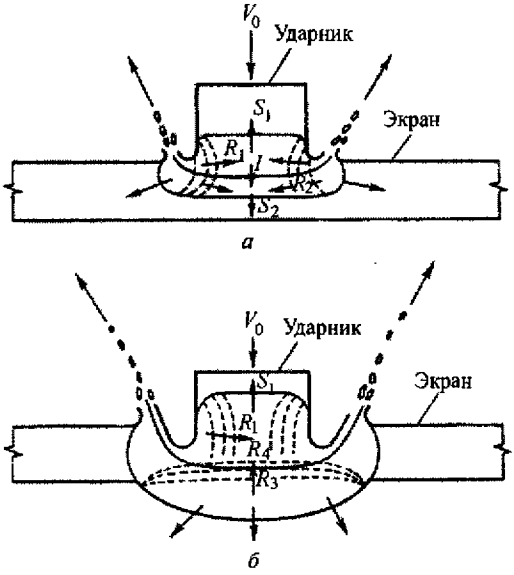


Рис. 4.24. Схема взаимодействия ударника с экраном

Процесс сопровождается разлетом осколков в радиальном направлении и существенным уменьшением скорости осколков до значений, меньших первоначальной скорости ударника. Аналогично происходит взаимодействие с экраном и ударников другой формы. Естественно, что каждому конкретному случаю присуща своя специфика взаимодействия. Рентгенограмма процесса, аналогичного рассмотренному, показана на рис. 4.25, где хорошо видно облако разлетающихся осколков, образовавшихся в результате взаимодействия компактного цилиндрического ударника с экраном. Картина взаимодействия и его конечный результат для стержня показаны на рис. 4.26. При этом в случае удара стержнем установлено, что

больший защитный эффект проявляется при ударе не по нормали, а под углом к поверхности экрана, так как в этом случае происходит поворот ударника, следствием которого является закручивание проникающего за экран остатка стержня. При больших отклонениях направления удара от нормали к поверхности возможен рикошет ударника, при котором практически отсутствуют проникающие за экран осколки (за исключением возможного откола с тыльной поверхности экрана). Такой случай показан на рис. 4.35.

Рис. 4.25. Рентгенограмма взаимодействия компактного цилиндрического ударника с экраном

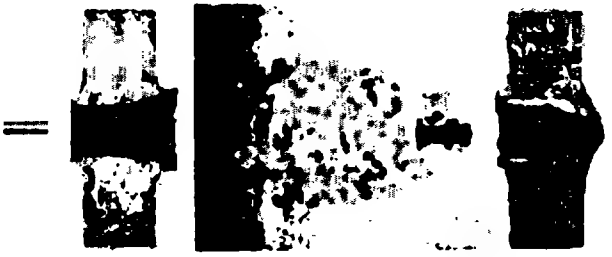


Рис. 4.26. Рентгенограмма пробивания преграды стержнем

В диапазоне очень высоких скоростей соударения могут реализоваться условия, при которых произойдет частичное или полное испарение материала ударяющего тела.

4.6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ КОНЕЧНОЙ БАЛЛИСТИКИ

Для проведения экспериментальных исследований разрабатываемых средств поражения ударного действия и способов защиты от них необходимо использовать соответствующее оборудование, включающее устройства для метания ударников и измерительные устройства, позволяющие фиксировать соответствующие параметры. Естественно, что для разгона ударников применимы обычные артиллерийские и стрелковые системы, однако их использование зачастую невозможно в лабораторных условиях. Кроме того, необходимы исследования при скоростях, превышающих скорости, достижимые в обычных пороховых системах (1...1,5 км/с). Максимально достижимые при использовании пороховых зарядов скорости не превышают 2...2,5 км/с, что обусловлено относительно малой скоростью звука в пороховых газах и, следовательно, малой скоростью их расширения (истечения). Принципиальным решением задачи повышения скорости метания было применение для разгона тел легких газов (водорода, гелия). Конструктивно каморная часть устройства, получившего название легкогазовой установки, разделяется на два объема (двухступенчатый принцип) поршнем, рис. 4.27.

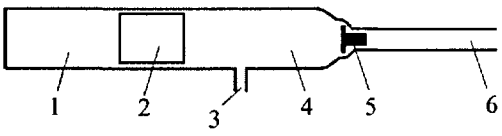


Рис. 4.27. Схема двухступенчатой легкогазовой установки:
1 – заряд; *2* – поршень; *3* – отверстие для впуска газа; *4* – газовая камера; *5* – снаряд; *6* – ствол

Один из объемов предназначается для разгоняющего вещества, зачастую – пороха, другой, примыкающий к стволу, заполняется легким газом. При срабатывании разгоняющего заряда поршень сжимает легкий газ, который, расширяясь, ускоряет ударник. Легкогазовые установки имеют много разнообразных модификаций, в которых варьируются степени сжатия легкого газа, типы поршней (недеформируемый поршень, деформируемый поршень), схемы взаимодействия разгоняющего вещества с легким газом и т.д. В лучших устройствах могут достигаться скорости до 10 км/с. На этих же принципах создаются трехступенчатые легкогазовые установки. Внешний вид баллистической трассы показан на рис. 4.28.

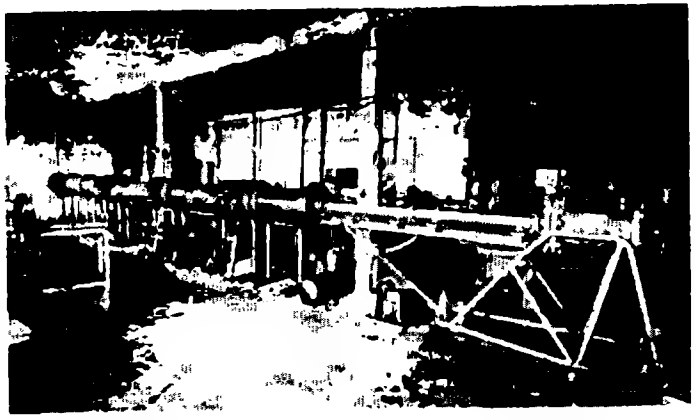


Рис. 4.28. Внешний вид баллистической трассы

Преимуществами легкогазовых установок являются хорошая повторяемость результатов ускорения, возможность стационарной эксплуатации, хорошая совместимость со стационарным измерительным оборудованием. Следует, однако, отметить высокую стоимость эксплуатации, связанную с большой общей стоимостью самой установки и ее обслуживания.

Другим типом метательных устройств являются электродинамические установки, в которых разгон ударника производится электромагнитными силами. Простейшей электродинамической установкой является контактный ускоритель (так называемый рельсотрон) (рис. 4.29). В этом устройстве ток проходит по шинам *1* через метаемое тело *2*. Магнитное поле образуется либо этим же током, либо специальным дополнительным контуром. В результате взаимодействия тока с магнитным полем возникает пондеромоторная сила, ускоряющая тело. Вариантом электродинамического устройства является индукционный ускоритель, метание тела в котором производится за счет сил магнитного давления. Простейшая схема такого ускорителя показана на рис. 4.30. Он собран из отдельных катушек, включающихся синхронно с движением тела, в результате чего создается бегущая магнитная волна. Возможно также создание магнитной волны за счет сжатия магнитного поля взрывом. Существуют комбинированные системы, в которых совмещаются газодинамический и электродинамический методы разгона.

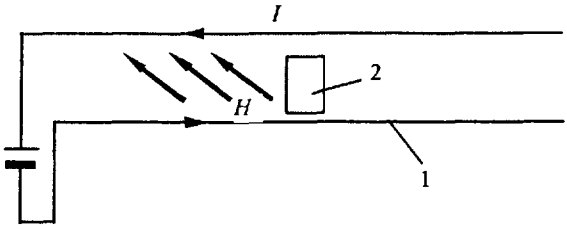


Рис. 4.29. Схема рельсотрона:
1 – шины; *2* – метаемое тело

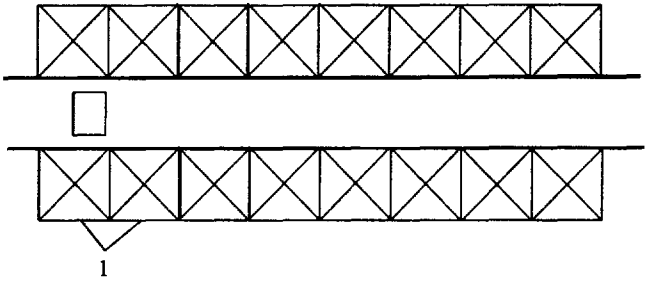


Рис. 4.30. Схема индукционного ускорителя:
1 – катушки

Достаточно часто используется метание тел с помощью взрывчатых веществ. Основное преимущество ускорителей этого типа перед остальными типами устройств заключается в том, что они гораздо дешевле. При этом они позволяют достичь очень высоких скоростей метания. Один из вариантов схемы простейшего ускорителя из взрывчатого вещества показан на рис. 4.31.

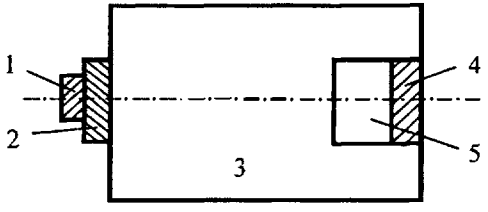


Рис. 4.31. Схема ускорителя для метания
с помощью взрывчатого вещества:
1 – детонатор; *2* – промежуточный заряд; *3*– взрывчатое вещество; *4* – ударник; *5* – полость

После подрыва заряда, когда детонационная волна достигает полости, в заполняющем полость газе начинает распространяться ударная волна, скорость которой ниже, чем скорость детонационной волны в окружающем полость взрывчатом веществе. Поэтому у стенок полости непрерывно формируется ударная волна, которая дополнительно сжимает уже сжатый первоначальной волной газ. В итоге сильно сжатый газ сообщает телу ускорение. При заданном диаметре тела глубина полости должна выбираться такой, чтобы нарастающее давление не разрушило ускоряемое тело.

Развитием такого способа ускорения является получивший широкое распространение метод ускорения с помощью газокумулятивного заряда взрывчатого вещества (рис. 4.32). В этом случае заряд взрывчатого вещества представляет собой трубку, внутри которой в процессе детонации формируется кумулятивная струя продуктов детонации, распространяющаяся внутри трубки со скоростью, существенно превышающей скорость детонации. Струя может ускорить тело (обычно шар) до скоростей нижнего космического диапазона 8...14 км/с.

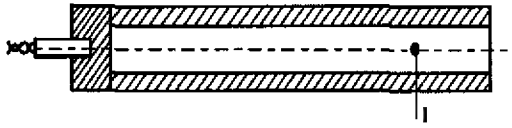


Рис. 4.32. Газокумулятивный ускоритель:
1 – метаемое тело

Как и в случае электродинамических устройств, возможно сочетание взрыва с легкогазовым ускорительным устройством. В простейшем варианте объем легкого газа окружается взрывчатым веществом, при взрыве которого газ сжимается и разогревается. В более сложных конструкциях взрывчатое вещество может использоваться для придания дополнительного ускорения метаемому телу.

Для экспериментального определения параметров ускоренного тела и исследования процессов, сопровождающих соударение ударников с преградами, необходимы соответствующие устройства и оборудование. Обычно регистрирующая аппаратура размещается вдоль некоторого участка траектории движения тела. Это вместе с ускоряющим устройством получило название баллистической трассы, рис. 4.28. Требования к измерительной аппаратуре чрезвы-

чайно высоки, так как необходимо проводить измерения процессов, протекающих за времена ~ $10^{-3}...10^{-7}$ с.

Современное регистрирующее и измерительное оборудование баллистических трасс использует элементы электроники, импульсной техники, электромагнитные эффекты, оптические устройства, рентгенографию, лазеры и т.д. Первым из измеряемых параметров ударников является их скорость на момент начала соударения. Простейшим способом регистрации скорости летящего тела является регистрация времени пролета некоторого, достаточно близко расположенного к поверхности соударения отрезка трассы. Первыми датчиками, фиксирующими моменты пролета, служили механические контактные системы типа рам-мишеней, которые являются наиболее простыми и вполне надежными средствами регистрации. Рамы-мишени могут представлять собой сетки из тонкой проволоки или кусочки фольги, натянутые на изоляторы или наклеенные на подложку из непроводящего материала (например, конденсаторную бумагу, пленку). При разрыве или замыкании проволочек или фольги на выходе, идущем к усилителю осциллографа, появляется сигнал, регистрирующий момент прохождения телом данного сечения трассы. Конструкции рам-мишеней, работающих как на размыкание, так и на замыкание, просты и их реализация принципиальных трудностей не вызывает, поэтому нет необходимости их описывать детально, тем более что реализация может иметь большое количество работоспособных вариантов. Удобство контактных систем измерения заключается в их простоте, нечувствительности к электрическим и механическим помехам, применимости к любым типам тел. К основным недостаткам следует отнести неопределенность момента разрыва (замыкания), связанную с возможным растяжением проволоки (фольги), трудности с точной установкой координаты расположения датчика, а также их воздействие на само тело, при котором может происходить замедление ударника и повреждение его поверхности.

Для регистрации моментов пролета в настоящее время в основном применяются бесконтактные датчики. Среди них имеются световые, или, как их иначе называют, фотоэлектрические системы регистрации, принцип действия которых основан на использовании изменений светового потока, падающего на чувствительный элемент, во время пролета тела. Известно много вариантов световых барьеров, работающих как с видимым, так и инфракрасным светом. В фоточувствительном элементе могут использоваться фотодиоды,

фотосопротивления и фотоэлектронные умножители. Для создания светового потока могут использоваться специальные лампы или лазеры.

Кроме фотоэлектрических методов, для бесконтактной регистрации моментов пролета могут использоваться электромагнитные, электростатические, ионизационные, высокочастотные и радиолокационные датчики.

Электромагнитный метод основан на появлении на концах соленоида (катушки с подмагничиванием, создаваемым либо постоянным током, либо кольцевым намагниченным сердечником) электродвижущей силы при входе и выходе из него металлического тела.

Конденсатор с отверстиями в обкладках, через которые пролетает тело (в направлении, перпендикулярном обкладкам), может играть роль электростатического датчика, так как при пролете на обкладках конденсатора будет вырабатываться сигнал, регистрирующий момент пролета.

Датчик момента пролета может быть создан с использованием эффекта взаимодействия излучения сверхвысокой частоты с материалом мишени. С этой целью излучение сверхвысокой частоты пропускается в направлении, перпендикулярном оси трассы, и улавливается детектором. При попадании тела в поле излучения детектор будет фиксировать ослабление сигнала. Эти датчики широкого распространения не получили вследствие недостаточной надежности и ограниченности в выборе материала ударников.

Одним из важнейших источников информации при изучении процессов соударения и разрушения являются оптические методы. При этом методы меняются в зависимости от стоящей задачи и условий проведения экспериментов. На рис. 4.33 показан ход светового луча в случае, когда на его пути встречается оптическая неоднородность – «шлира». Возмущенный луч A' попадает на экран в точку B' в момент времени t'. С помощью специальной оптической аппаратуры можно фиксировать на экране либо линейное смещение луча $B' - B$ (теневой метод), либо угловое

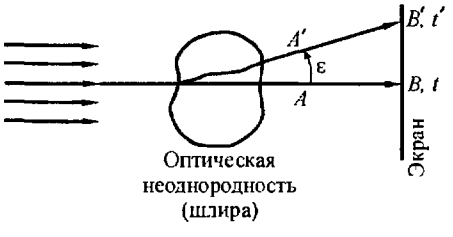


Рис 4.33 Ход лучей в оптической неоднородности

отклонение ε (шлирен-метод), либо запаздывание по фазе $t' - t$ (интерферометр). Возможна и регистрация комбинаций этих эффектов. Широко используются разнообразные модификации указанных методов.

Теневая фотография процесса пробивания двух преград цилиндрическим ударником, полученная современной скоростной камерой IMACON 468 (четыре кадра через 10 мкс приведена на рис. 4.34).

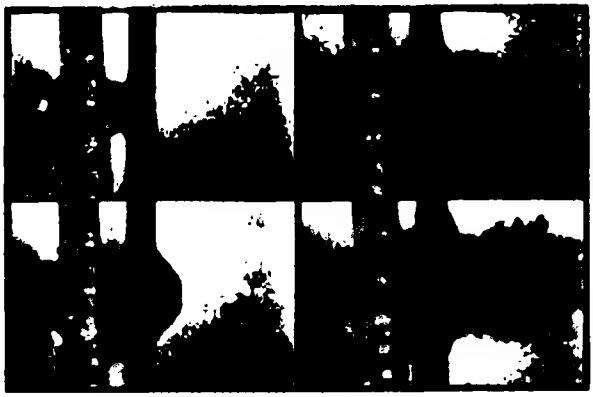


Рис. 4.34. Теневая фотография процесса пробивания

Она показывает возможности современных методов оптической регистрации ударных процессов. Однако наибольшее распространение при исследовании явления соударения и пробивания получил метод импульсного рентгенографирования. Этот метод, основанный на проникающей способности рентгеновских лучей, позволяет непосредственно наблюдать изменение формы ударника и преграды в области взаимодействия в различных его фазах, а последовательность рентгеновских фотографий в фиксируемые моменты времени дает возможность определять скорости, ускорения, динамику разрушения и т.д. Рентгеноимпульсные исследования можно производить либо с помощью одной многократно срабатывающей рентгеновской трубки, либо с помощью нескольких рентгеновских трубок, срабатывающих последовательно через заданные интервалы времени. При исследовании ударного взаимодействия обычно используется второй вариант. Важнейшими характеристиками используемой рентгеновской трубки является интенсивность излуче-

ния, от которой зависит толщина материала, через которую может проходить излучение, и длительность экспозиции, определяющей «мгновенность» рентгеновского снимка. В современных установках достигается время экспозиции порядка нескольких наносекунд. Пример рентгенограммы процесса соударения приведен на рис. 4.35, где наблюдаются процесс рикошета стержня, его деформирование и разрушение при соударении с преградой под большим углом.

Рис. 4.35. Рентгенограмма рикошета стержня

4.7. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Что объединяет средства поражения и боеприпасы проникающего действия?
2. Какие цели поражают боеприпасы проникающего действия?
3. Назовите основные требования к бронебойным артиллерийским снарядам.
4. На какие типы подразделяются бронебойные артиллерийские снаряды?
5. Назовите отличительные свойства бронебойных калиберных и подкалиберных снарядов.
6. Каковы особенности конструкции бронебойных снарядов?
7. Какие средства и боеприпасы используются для поражения особо прочных целей?
8. Какие типы пуль используются в боеприпасах стрелкового оружия?
9. Что такое проникание?
10. Что понимают под пробиванием?

11. Какие физические процессы происходят в преграде и ударнике при соударении?

12. Как классифицируются условия соударения по скоростям удара?

13. Как классифицируются условия соударения по механическим свойствам материалов ударника и преграды?

14. Как классифицируются условия соударения по геометрическим характеристикам?

15. Что изображается на фазовой диаграмме, характеризующей соударение ударника с преградой?

16. В чем заключается механизм образования пробки при пробивании?

17. Каковы особенности пробивания по механизму прокола?

18. Что такое баллистический предел?

19. Как определяется детерминированный баллистический предел?

20. Как определяется вероятностный баллистический предел?

21. Как определяется полное пробивание?

22. Что связывает формула Жакоб–де–Марра?

23. Что определяют формулы Забудского, Березанская и АНИИ?

24. Что понимается под высокоскоростным ударом?

25. Как характеризуется форма кратера при высокоскоростном ударе?

26. На какой физической гипотезе основан расчет параметров кратера, образующегося при высокоскоростном ударе?

27. В чем заключается масштабный эффект при высокоскоростном ударе?

28. Что такое предельная толщина при высокоскоростном ударе?

29. Какие особенности наблюдаются при формировании полости при поражении живой силы?

30. Как меняются свойства материала с ростом скорости деформации?

31. Из чего складывается сила сопротивления среды проникнию ударника?

32. Какие этапы можно выделить в процессе проникания стержня в преграду?

33. В чем заключается модификация гидродинамической теории для расчета проникания стержня?

34. Какие случаи можно выделить при анализе уравнения Бернулли, модифицированного для расчета проникания стержня?

35. Как влияет изменение скорости ударника на механизм проникания в керамические преграды?

36. Какие сердечники применяются для повышения бронепробития?

37. Какими конструктивными приемами добиваются повышения бронепробития?

38. В чем заключаются особенности взаимодействия ударника с тонкими преградами?

39. При каких условиях может реализоваться частичное или полное испарение вещества ударника при соударении с тонкой преградой?

40. Назовите основные типы ускорительных устройств, применяемых при изучении соударения ударников с преградами.

41. На каких принципах основана работа двухступенчатых легкогазовых ускорителей?

42. На каких принципах основана работа рельсотронных ускорителей?

43. На каких принципах основана работа индукционного ускорителя?

44. Какие типы устройств применяются для метания тел с помощью взрыва?

45. Что представляет собой баллистическая трасса?

46. Какие параметры измеряют при изучении соударения?

47. Какие типы устройств применяют для измерения скорости ударников?

48. На чем основаны оптические методы исследования соударения?

49. Каковы возможности измерений с помощью импульсной рентгенографии?

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 4

1. *Прохоров Б.А.* Боеприпасы артиллерии. – М.: Машиностроение, 1973. – 512 с.

2. *Жук А.Б.* Справочник по стрелковому оружию. – М.: Воениое изд-во, 1993. – 735 с.

3. *Энциклопедия* современиой военной авиации / В.П. Морозов и др. – Минск.: Харвест. – М.: АСТ, 2001. – 720 с.

4. *Зукас Д.А.* Проникание и пробивание твердых тел // Динамика удара. – М.: Мир, 1985. – С. 110-172.

5. *Баллистические установки* и их применение в экспериментальных исследованиях / Н.А. Златин. – М.: Наука,1974. – 344 с.

6. *Лёконт К.* Высокоскоростное метание // Физика быстропротекающих процессов. Том 2. – М.: Мир, 1971. – С. 247-275.

7. *Аптуков В.Н., Мурзакаев Р.Т., Фонарев А.В.* Прикладная теория проникания. – М.: Наука, 1992. – 104 с.

8. *Сагомонян А.Я.* Проникание. – М.: Изд. МГУ, 1974. – 300 с.

9. *Миропольский Ф.П., Саркисян Р.С., Вишняков О.Л., Попов А.М.* Авиационные боеприпасы и их исследование / Изд-во ВВИА им. Н.Е. Жуковского. – М., 1996. – 528 с.

10. *Попов В.Л., Дыскин Е.А.* Раневая баллистика / Воен.-мед. Академия. – СПб, 1994. – 163 с.

11. *Алексеевский В.П.* К вопросу о проникании стержня в преграду с большой скоростью // Физика горения и взрыва. – 1966. – № 2. – С. 99-106.

12. *Тейт А.* Дальнейшие результаты в теории пенетрации длинных стержней // Механика: Сб. переводов, 1970. – № 2. – С. 125-134.

13. *Мержиевский Л.А., Титов В.М., Фадеенко Ю.И., Швецов Г.А.* Высокоскоростное метание твердых тел // Физика горения и взрыва. – 1987. – № 5. – С. 77-91.

14. *Мержиевский Л.А., Титов В.М.* Высокоскоростной удар // Физика горения и взрыва. – 1987. – № 5. – С. 92-108.

15. *Высокоскоростные* ударные явления / Под ред. Р. Киинслоу. – М.: Мир, 1973. – 534 с.

16. *Водопьянов М.Я.* Теория и расчет артиллерийских снарядов: Лабораторный практикум / Балт. гос. техн. ун-т. – СПб., 2002. – 158 с.

17. *Оружие России*: Справочник. – М.: Военный парад, 2000.

ГЛАВА 5

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ

5.1. ВВЕДЕНИЕ. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

В настоящее время невозможно проводить проектирование и оценку эффективности функционирования средств поражения и боеприпасов без использования численного моделирования всего комплекса рассматриваемых задач. Несмотря на то, что экспериментальным проверкам принимаемых конструктивных решений отводится решающая роль, численное моделирование позволяет проводить массовые расчеты разнообразных вариантов с существенно меньшими затратами времени и материальных ресурсов. В ряде случаев расчеты являются единственным способом апробации конструкторских разработок.

Для проведения численного моделирования необходимы:

1) физические модели поведения материалов в условиях интенсивных динамических нагрузок, реализующихся при действии средств поражения и боеприпасов;

2) корректные математические модели, в которых физические модели представляются в виде математических формул и (или) уравнений;

3) численные методы решения математических задач, с помощью которых решаются математические задачи, формулирующиеся в соответствии с рассматриваемым процессом;

4) программы и программные комплексы (пакеты), реализующие решение задач и обеспечивающие представление получаемых результатов в удобной для анализа форме.

Каждый из перечисленных пунктов представляет собой самостоятельное обширное поле разработок и исследований. При построении физических моделей материалов основываются на их реальных свойствах, которые изучаются в специальных эксперимен-

тальных исследованиях. Основные данные, используемые для построения моделей, получают в форме диаграмм деформирования, устанавливающих связь между прикладываемыми силами (напряжениями) и вызываемыми ими деформациями. Эти данные все чаще дополняются микроструктурными исследованиями, позволяющими судить о механизмах необратимых изменений в материале, приводящих к потере прочности и разрушению.

С другой стороны, для построения физических моделей необходимо отвлечься от конкретных деталей поведения материалов и выделить и обобщить основные элементы, присущие хотя бы некоторым классам материалов. Часто такие обобщения формулируются в форме гипотез о строении и свойствах веществ. Фундаментальной гипотезой, позволяющей применить единый подход к описанию поведения самых разных материалов (веществ), в том числе и находящихся в различных агрегатных состояниях, является гипотеза **сплошности** строения реальных тел. На основе этой гипотезы сформулнровано самостоятельное научное направление – механика сплошных сред. Если вспомнить о реальном строении тел, то известно, что все тела представляют собой совокупности атомов и молекул. Основная масса вещества сосредоточена в ядрах атомов, размер которых на порядки меньше размеров самих атомов, молекул и межатомных расстояний (например, радиус ядра атома имеет порядок 10^{-13} см, а радиус молекулы водорода ~ 10^{-8} см). Таким образом, объемы, занимаемые телами, много больше объемов, в которых сосредоточено само вещество, т.е. все тела, по существу, «состоят из пустоты». В то же время в весьма малых объемах пространства, занятого частицами, всегда находится большое число частиц. Это дает основание рассматривать тело как среду, заполняющую пространство сплошным образом. Эта гипотеза позволяет в дальнейшем при переходе к математическим моделям использовать математический аппарат непрерывных функций, дифференциальное и интегральное исчисления. Рассматриваемые ниже модели базируются на сформулированной таким образом гипотезе о **сплошности** строения реальных тел, и для анализа функционирования боеприпасов и средств поражения используются в основном именно такие модели.

Формально расчет любых процессов в рамках модели сплошной среды сводится к вычислению перемещений (деформаций) элементов среды под действием прикладываемых нагрузок. Любое движение (перемещение) является относительным, оно реализуется по отношению к чему-либо, т.е. к системе отсчета. В качестве системы отсчета удобно выбирать систему координат, устанавливаю-

щую взаимно однозначное соответствие между численными характеристиками (числами) и точками пространства. В общем случае для трехмерного пространства каждой точке ставится в соответствие тройка чисел (x_1, x_2, x_3), которые называются координатами точки. Если зафиксировать две координаты из трех, например, положить $x_1 = \text{const}$, $x_2 = \text{const}$, то всевозможные значения третьей координаты образуют линию в пространстве, которая называется **координатной линией.** Через каждую точку пространства можно провести три координатные линии. Если все координатные линии являются прямыми, то соответствующая система координат называется **прямолинейной**, в противном случае – **криволинейной.** Наиболее просто основные уравнения механики сплошной среды записываются в прямолинейной системе координат. Вместе с тем криволинейные координаты играют важнейшую роль в механике сплошной среды, в частности, в численном решении конкретных задач.

При выборе системы отсчета используется два основных подхода: подход **Эйлера** и подход **Лагранжа**. В первом случае перемещение элементов среды рассматривается относительно неподвижного наблюдателя, во втором отслеживается изменение координат каждой фиксированной точки среды, т.е. система перемещается вместе с частицами. Иначе говоря, во втором случае отслеживается историня перемещения индивидуальных точек сплошной среды, а в первом рассматривается, что происходит в разные моменты времени в данной геометрической точке пространства, через которую проходят разные частицы сплошной среды. Общие законы механики сплошной среды в каждом из этих подходов имеют свою форму записи. Каждый из подходов имеет свои преимущества и недостатки, в том числе и при построении численных методов решения. С математической точки зрения подход (переменные) Эйлера отличается от точки зрения (переменных) Лагранжа только тем, что в первом случае переменными (координатами) являются координаты точек пространства, а во втором – параметры (координаты), индивидуализирующие точку среды. В обоих случаях еще одной координатой служит время.

Состояние сплошной среды в каждой точке в данный момент времени характеризуется набором параметров, включающим скорость, ускорение, плотность или компоненты тензора деформаций, давление или компоненты тензора напряжений, температуру или энтропию и т.д. Тогда, с точки зрения Эйлера, необходимо знать эти параметры в данном месте (точке) пространства, а с точки зрения Лагранжа – в данной индивидуальной точке сплошной среды.

Для описания изменения состояния сплошной среды введем эйлерову систему координат x_1, x_2, x_3, t и лагранжеву систему координат ξ_1, ξ_2, ξ_3, t. Знать движение сплошной среды – это значит знать движение всех ее точек, а знать, как меняется состояние среды, – значит знать, как меняются ее параметры в зависимости от координат. При этом необходимо сформулировать правила индивидуализации отдельных, совершенно одинаковых с геометрической точки зрения точек среды. Один из способов (правил) индивидуализации точек сплошной среды – задание точек значениями их начальных координат. Тогда координаты точек в начальный момент времени $t = t_0$ будут равны ξ_1, ξ_2, ξ_3, а координаты точек в произвольный момент времени – x_1, x_2, x_3. Закон движения при этом задается функциями

$$\begin{aligned} x_1 &= x_1(\xi_1, \xi_2, \xi_3, t), \\ x_2 &= x_2(\xi_1, \xi_2, \xi_3, t), \\ x_3 &= x_3(\xi_1, \xi_2, \xi_3, t), \end{aligned} \tag{5.1}$$

или

$$x_i = x_i(\xi_1, \xi_2, \xi_3, t), \; i = 1, 2, 3.$$

В сформулированном законе движения независимые переменные являются переменными Лагранжа. Рассматривая (5.1) как систему уравнений и разрешая ее относительно ξ_1, ξ_2, ξ_3, получим

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \xi_1(x_1, x_2, x_3, t), \\ \xi_2 &= \xi_2(x_1, x_2, x_3, t), \\ \xi_3 &= \xi_3(x_1, x_2, x_3, t), \end{aligned} \tag{5.2}$$

т.е. перейдем к переменным Эйлера в качестве независимых переменных. При фиксированных x_1, x_2, x_3 (5.2) указывают те точки ξ_1, ξ_2, ξ_3 сплошной среды, которые в разные моменты времени приходят в данную точку пространства. Тогда, если скорость

$$\vec{u} = \vec{u}(\xi_1, \xi_2, \xi_3, t),$$

ускорение

$$\vec{a} = \vec{a}(\xi_1, \xi_2, \xi_3, t),$$

температура

$$T = T(\xi_1, \xi_2, \xi_3, t)$$

и другие параметры среды заданы с точки зрения Лагранжа, то (5.2) дают возможность найти эти параметры как функции пере-

менных Эйлера. Таким образом, если известно описание процесса в лагранжевых переменных, то для его описания в переменных Эйлера необходимо из закона движения (5.1) получить (5.2), т.е. разрешить (5.1) относительно переменных ξ_1, ξ_2, ξ_3.

Наоборот, пусть параметры процесса известны с точки зрения Эйлера, тогда можно перейти к описанию процесса по Лагранжу. Рассмотрим это на примере декартовой системы координат x_1, x_2, x_3, тогда нам известна $\vec{u} = \vec{u}(x_1, x_2, x_3, t)$. Пусть вектор $\vec{u}$ имеет компоненты u_1, u_2, u_3, которые также являются функциями координат x_1, x_2, x_3. Так как компоненты скорости являются производными от соответствующих координат x_1, x_2, x_3 по времени t при постоянных значениях ξ_1, ξ_2, ξ_3, то имеют место соотношения:

$$\frac{dx_1}{dt} = u_1(x_1, x_2, x_3, t),$$

$$\frac{dx_2}{dt} = u_2(x_1, x_2, x_3, t),$$

$$\frac{dx_3}{dt} = u_3(x_1, x_2, x_3, t),$$

которые можно рассматривать как систему трех обыкновеных дифференциальных уравнений относительно x_1, x_2, x_3. Решив эту систему, найдем x_1, x_2, x_3 как функции t и трех произвольных постоянных, значения которых определяются значениями x_1, x_2, x_3 в начальный момент времени, т.е. являются параметрами, индивидуализирующими точку сплошной среды – значит, переменными Лагранжа. Таким образом, в результате решения этой системы дифференциальных уравнений находим закон движения (5.1), что позволяет перейти от переменных Эйлера к переменным Лагранжа во всех формулах для $\vec{u}, \vec{a}, T$ и остальных параметров, характеризующих состояние среды и происходящий в ней процесс. Следовательно, переход от переменных Эйлера к переменным Лагранжа при известном поле скоростей сводится к интегрированию системы трех обыкновенных уравнений.

Остается заметить, что задание (знание) движения и состояния сплошной среды с точек зрения Лагранжа и Эйлера в механическом отношении эквивалентны друг другу.

5.2. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ МЕХАНИКИ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ

Основными законами, описывающими поведеиие сплошной среды при различного вида воздействиях являются классические законы сохранения массы, импульса и энергии. Покажем, как они формулируются в механике сплошной среды на примере закона сохранения массы. Вводится понятие **материальиых тел** как тел, обладающих свойством **иперции**. Свойство инерции характеризуют **массой**, которую можно ввести как для всего тела в целом – m, так и для любой его части m_i. По определению масса всего тела m равиа сумме масс m_i всех составляющих тело частей. Вводится также понятие **индивидуальиого** или **материального объема** как объема, состоящего из одних и тех же частиц среды. Все перечисленные законы формулируются для индивидуальиого (материального) объема. Эти законы следует рассматривать как опытно установленные законы природы, верные в рамках механики Ньютона.

Обсуждаемый закон заключается в том, что **для любого индивидуального (материального) объема масса остается неизменной**, т.е.

$$m = \text{const}.$$

Ясно, что это соотиошение можио переписать в дифференциальной форме:

$$\frac{dm}{dt} = 0. \tag{5.3}$$

Введем среднюю плотность среды по формуле

$$\rho_{\text{ср}} = \frac{\Delta m}{\Delta W},$$

где ΔW – объем, заиятый массой Δm. Плотность среды в точке определим как предел $\rho_{\text{ср}}$ прн стягивании соответствующего объема к данной точке,

$$\rho = \lim_{\Delta W \to 0} \rho_{\text{ср}} = \lim_{\Delta W \to 0} \frac{\Delta m}{\Delta W}.$$

В механике сплошной среды почти всегда вместо массы m рассматривается плотность ρ. Для малого объема ΔW можно принять, что $\Delta m \approx \rho \Delta W$, тогда для конечного объема $m = \int_W \rho d\tau$, где интеграл берется по подвижному индивидуальному объему. Таким образом, зная плотность, можно найти массу. Плотность для индивидуальной частицы может и не сохраняться, так как объем частицы во время движения может меняться. В соответствии со сказанным, (5.3) может быть переписано в виде

$$\frac{d}{dt}\int_W \rho d\tau = 0.$$

В более общем случае, когда присутствует поток массы через границу объема, закон сохранения массы приннмает вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_W \rho\, d\tau = -\int_S \rho \vec{u}\ \vec{n} dS,$$

где S – поверхность, ограничивающая рассматриваемый объем. Процедура формулирования остальных законов аналогична.

Возможен также и несколько другой подход к формулированию исходных интегральных законов сохранения, когда рассматривается изменение во времени массы, импульса и энергии не в индивидуальном объеме, а в фиксированном (не зависящем от времени) объеме w. В этом случае интегральные законы сохранения массы, импульса и энергин для сплошной среды выражаются формулами:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_w \rho d\omega = -\int_S \rho \vec{u}\ \vec{n} dS,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_w \rho \vec{u} d\omega = -\iint_S \left[\rho \vec{u}(\vec{u}\ \vec{n}) + \sigma \vec{n}\right] dS, \qquad (5.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_w \rho\left(E + \frac{u^2}{2}\right) d\omega = -\int\left[\rho\left(E + \frac{u^2}{2}\right)\vec{u}\,\vec{n} + (\sigma\vec{u})\vec{n}\right] dS.$$

Здесь E – удельная внутренняя энергия; $\sigma = \|\sigma_{ik}\|$ – тензор напряжений; $\vec{n}$ – внешняя нормаль к S, в соответствии с чем перед интегралами в правых частях уравнения принят знак минус.

Приведенные уравнения имеют простой физический смысл. Так уравнение сохранения массы гласит, что изменение массы вещества в фиксированном объеме w равно его количеству, вытекающему за то же время через ограничивающую w поверхность S. Этот же факт, но для проекций импульса на координатные оси и полной энергии вещества отражают остальные уравнения сохранения.

Преобразуя в областях гладкости течения на основании теоремы Гаусса – Остроградского поверхностные интегралы в объемные, заключаем, что интегральные уравнения сохранения эквивалентны следующей системе дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{u} = 0,$$

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho \vec{u} \times \vec{u} + \sigma) = 0, \qquad (5.5)$$

$$\frac{\partial \rho \left(E + \dfrac{u^2}{2} \right)}{\partial t} + \operatorname{div} \left[\rho \vec{u} \left(E + \frac{u^2}{2} \right) \sigma \vec{u} \right] = 0.$$

Здесь для сокращения записи используются принятые в тензорном анализе обозначения $A = \vec{a} \times \vec{b}$ – тензорное произведение векторов с компонентами $A_{ij} = a_i b_j$.

Система дифференциальных уравнений (5.5) является основной системой, описывающей поведение сплошной среды. В зависимости от типа рассматриваемой среды (твердое тело, жидкость, газ) система может принимать различные формы, связанные с особенностями реакции тел на внешние нагрузки. Так в случае газообразных сред тензор напряжений является шаровым, поэтому соответствующей характеристикой становится давление в среде. В декартовых координатах система (5.5) с учетом действующих на рассматриваемую область массовых сил принимает вид:

$$\frac{\partial\sigma_{11}}{\partial x_1}+\frac{\partial\sigma_{12}}{\partial x_2}+\frac{\partial\sigma_{13}}{\partial x_3}+\rho\left(F_1-\frac{\partial u_1}{\partial t}\right)=0,$$

$$\frac{\partial\sigma_{12}}{\partial x_1}+\frac{\partial\sigma_{22}}{\partial x_2}+\frac{\partial\sigma_{23}}{\partial x_3}+\rho\left(F_2-\frac{\partial u_2}{\partial t}\right)=0, \qquad (5.6)$$

$$\frac{\partial\sigma_{13}}{\partial x_1}+\frac{\partial\sigma_{23}}{\partial x_2}+\frac{\partial\sigma_{33}}{\partial x_3}+\rho\left[F_3-\frac{\partial u_3}{\partial t}\right]=0,$$

где $\vec{F}=(F_1,F_2,F_3)$ – вектор массовых сил. В тензорных обозначениях эти уравнения записываются в форме

$$\frac{\partial\sigma_{ij}}{\partial x_i}+\rho\left(F_j-\frac{\partial u_j}{\partial t}\right)=0.$$

Выбор системы координат является произвольным и обычно определяется удобством анализа рассматриваемого процесса. В ряде случаев удобна, например, цилиндрическая система координат (r, φ, z). В этой системе координат в предположении, что $\vec{u}=0$ (уравнения равновесия среды) система (5.5) принимает вид:

$$\frac{\partial\sigma_{rr}}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial\sigma_{r\varphi}}{\partial\varphi}+\frac{\partial\sigma_{rz}}{\partial z}+\frac{\sigma_{rr}-\sigma_{\varphi\varphi}}{r}+\rho F_r=0,$$

$$\frac{\partial\sigma_{r\varphi}}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial\sigma_{\varphi\varphi}}{\partial\varphi}+\frac{\partial\sigma_{\varphi z}}{\partial z}+\frac{2\sigma_{r\varphi}}{r}+\rho F_\varphi=0,$$

$$\frac{\partial\sigma_{rz}}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial\sigma_{\varphi z}}{\partial\varphi}+\frac{\partial\sigma_{zz}}{\partial z}+\frac{\sigma_{rz}}{r}+\rho F_z=0.$$

Из системы (5.5) можно получить уравнения движения твердых тел в любой прямолинейной или криволинейной системе координат.

Приведенные системы уравнений (уравнения движения) в общем случае дополняются уравнениями сохранения массы (уравнением неразрывности) и энергии (уравнение энергии или энтропии).

Для газообразных сред система основных уравнений переписывается в форме:

$$
\begin{aligned}
&\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial \rho u_1}{\partial x_1}+\frac{\partial \rho u_2}{\partial x_2}+\frac{\partial \rho u_3}{\partial x_3}=0,\\
&\frac{\partial \rho u_1}{\partial t}+\frac{\partial (p+\rho u_1^2)}{\partial x_1}+\frac{\partial \rho u_1 u_2}{\partial x_2}+\frac{\partial \rho u_1 u_3}{\partial x_3}=0,\\
&\frac{\partial \rho u_2}{\partial t}+\frac{\partial \rho u_1 u_2}{\partial x_1}+\frac{\partial (p+\rho u_2^2)}{\partial x_2}+\frac{\partial \rho u_2 u_3}{\partial x_3}=0,\\
&\frac{\partial \rho u_3}{\partial t}+\frac{\partial \rho u_1 u_3}{\partial x_1}+\frac{\partial \rho u_2 u_3}{\partial x_2}+\frac{\partial (p+\rho u_3^2)}{\partial x_3}=0,\\
&\frac{\partial e}{\partial t}+\frac{\partial (E+p)u_1}{\partial x_1}+\frac{\partial (E+p)u_2}{\partial x_2}+\frac{\partial (E+p)u_3}{\partial x_3}=0.
\end{aligned}
\qquad (5.7)
$$

Здесь p – гидростатическое давление в среде.

Приведенные системы уравнений обладают уникальным свойством: в силу общности выражаемых ими законов они справедливы для любых твердых [система (5.6)] или газообразных [система (5.7)] сред. С другой стороны, каждая конкретная среда, конденсированная или газообразная, обладает индивидуальными свойствами, описание которых отсутствует в сформулированных общих системах. Для конкретизации сред общие уравнения дополняются **определяющими уравнениями,** обычно устанавливающими связь между компонентами тензора напряжений и компонентами тензоров деформаций и скоростей деформаций (возможны и более сложные определяющие уравнения) и температурой или энтропией. В случае газообразных сред или идеальных жидкостей тензоры напряжений и деформаций становятся шаровыми, т.е. характеризуются скалярными величинами – давлением и удельным объемом (характеристика, обратная плотности вещества). Тогда в соответствии с этим определяющие уравнения устанавливают связь между давлением, плотностью (удельным объемом) и температурой (энтропией) и называются **уравнениями состояния.** Именно эти соотношения (определяющие уравнения, уравнения состояния) дают возможность описывать процессы деформирования реальных материалов и веществ при различных внешних воздействиях. Несложно убедиться, что число выписанных уравнений в каждой из рассмотренных систем (5.6), (5.7) меньше, чем число искомых функций. Определяющие уравнения (уравнения состояния) замыкают соот-

ветствующие системы, что позволяет решать формулируемые математические задачи.

Проблема построения определяющих уравнений – это проблема построения модели соответствующей среды. Основные модели, описывающие поведение материалов и сред при интенсивных динамических воздействиях, реализующихся при действии боеприпасов и средств поражения, рассматриваются в следующем разделе.

5.3. МОДЕЛИ, ОПИСЫВАЮЩИЕ ПОВЕДЕНИЕ СРЕД ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗКАХ

В процессе динамического деформирования металлов под действием интенсивных кратковременных нагрузок, создаваемых, например, при детонации заряда взрывчатого вещества (ВВ), в результате соударения твердых тел с высокими скоростями, при импульсном воздействии мощного лазерного излучения, материал проходит через широкий спектр состояний – от упругого до гидродинамического, а при разгрузке из таких состояний возможно и испарение вещества. Столь сложное поведение связано с наличием сильного взаимодействия атомов или молекул конденсированных веществ, находящихся на близких расстояниях друг от друга, называемого, в отличие от взаимодействия теплового характера, упругим. Существование упругих сил взаимодействия и определяет основные физические особенности поведения конденсированных сред в условиях ударно-волнового нагружения.

К настоящему времени накоплен достаточно обширный экспериментальный материал, и значительное внимание исследователей уделяется физическому и математическому построению и обоснованию моделей, адекватно описывающих особенности существенно нестационарных ударно-волновых процессов. Можно сформулировать некоторые безусловные требования, которые необходимо предъявить к моделям, претендующим на описание процессов ударно-волнового деформирования:

- применимость в широком диапазоне изменения скорости деформации материала, от долей до $10^6 - 10^7$ $с^{-1}$;
- справедливость для конечных, весьма больших деформаций;
- учет возможности разрушения материала на основе критериев, отвечающих диапазону скоростей деформаций и пригодных для использования в случае пространственного распределения характеристик состояния.

Даже этот далекий от полноты набор требований показывает сложность таких моделей. Возникающие при этом математические задачи практически не поддаются аналитическому решению и требуют применения ЭВМ, что, в свою очередь, ставит исследователей перед необходимостью разработки и реализации эффективных численных методов и алгоритмов.

В данном разделе проводится краткий анализ моделей, наиболее часто употребляемых для решения задач высокоскоростного деформирования и разрушения.

Все используемые в настоящее время модели динамического деформирования твердых тел условно можно разделить на два больших класса: модели, основывающиеся на макроскопическом подходе к описанию поведения вещества под нагрузкой, и модели, базирующиеся на микроскопическом подходе.

В первом случае вещество рассматривается как сплошная среда, и законы сохранения массы, импульса, энергии дополняются феноменологическими связями между характеристиками нагрузки и реакции вещества на эти нагрузки – определяющими уравнениями модели. Чаще всего такие определяющие уравнения являются той или иной аппроксимацией обобщеиной σ-ε диаграммы материала (здесь под σ и ε понимаются инварианты тензоров иапряжений и деформации).

В микроскопическом подходе определяющие уравнения строятся на основе описания эволюции дефектной структуры кристаллической решетки. Наибольшее развитие получило направление, в котором основным механизмом пластического деформирования полагается динамика дислокационного ансамбля.

5.3.1. УПРУГАЯ СРЕДА

Для анализа волновых процессов на значительном удалении от области приложения нагрузки оправдано использование модели упругого твердого тела. Классическая теория упругости – наиболее разработанная модель механики деформируемого твердого тела. Один из вариантов записи определяющих уравнений для изотропной упругой среды имеет вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= 3\lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{11},\ \sigma_{12} = 2\mu\varepsilon_{12}, \\ \sigma_{22} &= 3\lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{22},\ \sigma_{23} = 2\mu\varepsilon_{23}, \\ \sigma_{33} &= 3\lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{33},\ \sigma_{13} = 2\mu\varepsilon_{13}, \end{aligned} \qquad (5.8)$$

здесь θ – средняя деформация, определяемая формулой

$$\theta = \frac{1}{3}(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}),$$

λ, μ – постоянные Ламе.

Вместо постоянных Ламе λ, μ часто применяются модуль Юнга E и коэффициент Пуассона ν, определяемые формулами

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}, \quad \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}.$$

Соотношения (5.8), выражающие обобщенный закон Гука, могут быть разрешены относительно компонент тензора деформаций. В результате получим:

$$\varepsilon_{11} = \frac{1}{E}\left[(1+\nu)\sigma_{11} - \nu(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})\right], \quad \varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} = \frac{1+\nu}{E}\sigma_{21},$$

$$\varepsilon_{22} = \frac{1}{E}\left[(1+\nu)\sigma_{22} - \nu(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})\right], \quad \varepsilon_{13} = \varepsilon_{31} = \frac{1+\nu}{E}\sigma_{23},$$

$$\varepsilon_{33} = \frac{1}{E}\left[(1+\nu)\sigma_{33} - \nu(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})\right], \quad \varepsilon_{23} = \varepsilon_{32} = \frac{1+\nu}{E}\sigma_{23}.$$

Кратко перечислим основные результаты по описанию распространения упругих волн.

Наиболее распространенный путь анализа динамики волн напряжения в упругой среде – это сведение системы уравнений движения с использованием определяющих уравнений к волновым уравнениям относительно скалярного и векторного потенциалов поля перемещений. При этом выделяются продольные и поперечные волны, распространяющиеся с постоянными скоростями

$$c_1 = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad c_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}.$$

Общие решения волнового уравнения в практически наиболее интересных случаях плоских и сферически симметричных волн имеют вид

$$w(r, t) = f_1(r - ct) + f_2(r + ct)$$

и

$$w(r_1 t) = \frac{1}{r}\ [f_1 (r - ct) + f_2 (r + ct)],$$

где w – смещение; r – пространственная переменная; f_1, f_2 – произвольные функции; c – одна из приведенных выше волновых скоростей. Можно показать, что любая плоская волна в бесконечной однородной изотропной упругой среде может распространяться только со скоростью c_1 или c_2.

Далее рассматриваются волновые процессы в телах ограниченного размера, для чего в соответствии с общей теорией гиперболических уравнений формулируются и решаются адекватные начально-краевые задачи. Принципиальный результат получен при изучении отражения и преломления плоской упругой волны на границе между двумя различными упругими средами. Оказалось, что при этом характер волны, вообще говоря, меняется. При взаимодействии чисто продольной или чисто поперечной волны с контактной границей возникают две отраженные и две преломленные волны. Этого не происходит только при нормальном падении плоских волн на плоскую границу, когда характер волны сохраняется.

В целом анализ упругого поведения может быть полезным для оценки заключительных стадий рассматриваемых процессов, дополняя подходы, более точно соответствующие реальным особенностям динамического деформирования.

5.3.2. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В противоположном – по сравнению с упругим – предельном случае рассмотрение проводится на основе гидродинамической (газодинамической) модели поведения вещества. Основные предпосылки ее использования связаны, с одной стороны, с успехами ряда фундаментальных исследований, проведенных в приближении идеальной несжимаемой жидкости (гидродинамическая теория кумуляции, элементы теории высокоскоростного соударения), а с другой – с естественным желанием использовать детально разработанный классический аппарат описания ударно-волновых явлений в газах и жидкостях. Физическим обоснованием применимости гидродинамического приближения служит то, что величина давления при рассматриваемых нагрузках на порядок превышает прочностные характеристики материалов, или, что является более строгим, существенное превышение нормальных компонентов тензора напряжения над касательными. При этом не принимают во внима-

ние, что нагружение материала производится ударной волной, касательные напряжения во фронте которой могут достигать значений, существенно превышающих теоретическую прочность – нагрузку, достаточную для разрыва связей атомов. Только после их релаксации уровень касательных напряжений действительно понижается до некоторого значения, характерного для реализовавшегося спектра скоростей деформации и температурного режима. Процесс релаксации касательных напряжений может существенно влиять на формирование напряженно-деформированного состояния в целом.

Определяющие уравнения в гидродинамической модели формулируются в форме уравнения состояния вида:

$$p = p(\rho, \varepsilon), p = p(\rho, T), p = p(\rho, S),$$
$$p = p(V, \varepsilon), p = p(V, T), p = p(V, S),$$

и (или)

$$\varepsilon = \varepsilon(\rho, p), \quad \varepsilon = \varepsilon(\rho, T), \varepsilon = \varepsilon(\rho, S),$$
$$\varepsilon = \varepsilon(V, p), \quad \varepsilon = \varepsilon(V, T), \varepsilon = \varepsilon(V, S).$$

Наибольшее распространение получили уравнения состояния конденсированных веществ в форме Ми – Грюнайзена, в соответствии с которой полагается, что

$$\varepsilon = \varepsilon_x(V) + \varepsilon_T(V, T) + \varepsilon_e(V, T),$$
$$p = p_x(V) + p_T(V, T) + p_e(V, T),$$

где $\varepsilon_x(V)$, $p_x(V)$ – упругие составляющие удельной внутренней энергии и давления; $\varepsilon_T(V, T)$, $p_T(V, T)$, $\varepsilon_e(V, T)$, $p_e(V, T)$ – их составляющие, отвечающие тепловому движению атомов (ядер) и тепловому возбуждению электронов соответственно. Имеется большое количество данных о параметрах уравнений состояний такого типа, обобщенных в специальных сборниках и даже представленных на электронных web-страницах. Вместе с тем зачастую используются и упрощенные варианты уравнений состояния, например, уравнение в форме Тэйта:

$$P = (n-1)\rho\varepsilon + n\beta(S)\left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1\right),$$

где ρ_0 – начальная плотность; $\beta(S)$, n – параметры, определяемые из эксперимента, n для большого количества металлов близко к 4.

Широкое распространение получили полуэмпирическое уравнение Тиллотсона, содержащее пять подгоночных констант, и

Осборна с восемью экспериментально определяемыми параметрами. Первое из них имеет вид

$$p = f(I, \rho) I\rho + A\delta + B\delta^2,$$

где

$$\delta = \rho/\rho_0 - 1$$

и

$$f(I, \rho) = a + \frac{b}{(I/I_0)(\rho_0/\rho)^2 + 1}.$$

Уравнение Осборна выражается формулой

$$p = \left[\frac{1}{(\varepsilon + \varphi_0)}\right]\left\{\delta(a_1 + a_2\delta) + \varepsilon\left[b_0 + \delta(b_1 + b_2\delta) + I(c_0 + c_1\delta)\right]\right\}.$$

Значения характеризующих вещество констант, используемых в этом уравнении, для ряда материалов приведены в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Параметры уравнения состояния Осборна

Материал	ρ_0	a_1	a_2	b_0	b_1	b_2	c_0	c_1	φ_0
Алюмиииий	2,70	1,19	0,76	3,44	1,55	0,96	0,43	0,55	1,50
Железо	7,86	7,78	31,18	9,59	15,68	4,63	0,40	0,53	9,00
Магний	1,74	0,57	0,33	2,22	0,87	0,48	0,42	0,54	1,50
Медь	8,90	4,96	3,69	7,47	11,59	5,53	0,39	0,53	3,60
Титан	4,51	1,94	0,66	1,81	2,61	1,80	0,40	0,52	1,80

Очевидно, что в рамках гидродинамического приближения нельзя провести расчет процессов до заключительных стадий (например, рассчитывать размер кратера при высокоскоростном ударе компактной частицы по массивной преграде). Поэтому уже в первых работах по моделированию высокоскоростного соударения делались попытки установить закономерности, проявляющиеся на ранних или средних стадиях процесса. Так, формулируется принцип эквивалентности, показывающий, при каких условиях воздействие на мишень двух различных ударников приводит к одинаковым эффектам на относительно поздних стадиях. Дальнейший анализ показал, однако, что в действительности принцип справедлив при соударении ударников с мишенями из одинаковых материалов

с близкими плотностями. На основе численных расчетов анализировался вопрос о том, какой из интегральных параметров – энергия или импульс ударяющей частицы – является определяющим для явления высокоскоростного удара. По одним расчетам определяющий параметр близок к энергии, другие свидетельствуют в пользу импульса. Оба этих отличающихся результата, полученных в гидродинамическом приближении, не объясняют многочисленных даиных о зависимости глубины кратера в полубесконечной мишени от скорости удара

Более оправданным, чем моделирование явления до конца, представляется использование гидродинамического приближения для расчета иачальных этапов, с дальнейшим переходом к описанию пластического и упругого деформирования. В этом случае необходимо установить критерии перехода от одной модели к другой. Один из таких критериев основан на введении критического значения аналога числа Маха, вычисляемого как отношение скорости удара к скорости звука в прегаде. В другом случае предлагается концепция существования критической скорости, при превышении которой для описания высокоскоростного взаимодействия твердых тел применимы гидродинамические модельные представления. Более общих условий, определяющих необходимость перехода от гидродинамической модели к моделям, учитывающим сопротивление материалов сдвигу, в произвольных, существенно нестационарных и не одномерных процессах, пока не установлено.

Практика расчетов показала, что даже использование наиболее общих уравнений состояния не приводит к полному устранению недостатков гидродинамического описания даже в простейших случаях, например при моделировании затухания плоской ударной волны с догоняющей волной разрежения. В результате формируется настоятельная необходимость в использовании моделей, описывающих необратимые деформации, с одной стороны, и учитывающие прочностные свойства реальных материалов – с другой.

5.3.3. УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИЕ, ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКИЕ И УПРУГОВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКИЕ ТЕЛА

Многочисленные разработаниые к настоящему времени теории обычно разделяют на два класса в зависимости от принципа, положенного в основу построения определяющих уравнений. В **деформационных** теориях устанавливается связь между напряжениями и деформациями, в теориях **пластического течения** – меж-

ду напряжениями и скоростями деформаций. Практика расчетов показывает, что лучшее описание экспериментальных результатов для динамических процессов в твердых телах дают теории пластического течения.

Первые попытки учета прочности материалов при расчете высокоскоростного соударения обобщали гидродинамический подход и исходили из модели жесткопластического тела, однако наибольшее распространение получила модель Прандтля-Рейса. Определяющее уравнение модели строится на основе гипотезы о соосности главных осей тензора скоростей пластической деформации ξ_{ij}^{p} и девиатора тензора напряжений S_{ij}:

$$\xi_{ij}^{p} = \lambda S_{ij}. \qquad (5.9)$$

При использовании (5.9) возникает проблема вычисления λ, в разных теориях решаемая на основе дополнительных предположений. Известный специалист по численным методам М. Уилкинс предложил вместо прямого вычисления коэффициента λ в модели Прандтля – Рейса осуществлять процедуру приведения напряженного состояния, определяемого из решения уравнений линейной теории упругости, на поверхность текучести, задаваемую условием Мизеса, в главных осях тензора напряжений имеющего вид

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = 2(Y_0)^2,$$

где $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ – главные напряжения; Y_0 – предел текучести. Такая процедура обеспечивает приближенное выполнение уравнений Прандтля – Рейса. Этот вариант модели Прандтля – Рейса стал основой целого ряда вычислительных программ. Следует, однако, заметить, что процедура вполне корректна только для случая идеального упругопластического тела, а при переменном пределе текучести (что соответствует учету деформационного и скоростного упрочнения и температурного разупрочнения) выражение для коррекции имеет более сложный вид, чем условие Мизеса.

Отмеченные недостатки удается устранить в случае изотропного упрочнения. Для этого предлагается способ явного вычисления λ:

$$\lambda = f\frac{\xi_{ij}S_{ij}}{\sqrt{S_{ij}S_{ij}}},$$

f – функция, определяемая из эксперимента; ξ_{ij} – тензор скоростей деформации. В большинстве работ, посвященных численному решению динамических задач упругопластического деформирования, в определяющих уравнениях фигурирует девиатор тензора напряжений, а в соответствующих программах расчета используется процедура поворота главных осей тензора напряжений при повороте расчетной ячейки как жесткого целого, что отвечает аппроксимации производной Яумана. В работах, базирующихся на подходе Уилкинса, постулируется линейная связь между девиаторами тензоров напряжений и деформаций (закон Гука) с последующим приведением на поверхность текучести, а в более общей постановке линейна главная часть определяющих уравнений. Все это приводит к ограничениям на величину и характер деформаций и сужает круг задач, к которым применимы обсуждаемые модели. Сделанные замечания не снимаются полностью и для обобщения уравнений Прандтля-Рейса на случай конечных деформаций. Подобных недостатков лишен подход, сформулированный в нелинейной теории упругости, использующий полную производную тензора деформаций.

Сравнение результатов по упругопластическим моделям с экспериментальнымн данными показывает, что эти модели не описывают элементарного акта ударно-волновых процессов – затухания амплитуды упругопластической ударной волны при ее взаимодействнн с догоняющей волной разрежения. Это указывает на необходнмость более точного учета механизмов необратимых дисснпативных потерь, характерных для твердых тел при динамнческом деформировании. Дальнейший анализ показал, что в большннство моделей упругопластического деформирования заложен учет только «гидродинамического затухания», чего оказывается недостаточно для правильного описания ударно-волнового взаимодействия в твердых телах. Это обстоятельство служит причиной появления усложненных вязкопластических и упруговязкопластических моделей, в которых недостаток диссипативных механизмов компенсируется дополнительнымн вязкими членами в определяющих соотношениях. Полученные с их помощью результаты относятся в основном к области одномерных нестационарных задач, в которых моделируется и ннтерпретируется эволюция ударных импульсов.

Следует указать, что прн использовании упругопластнческих моделей достаточно хорошо передаются основные качественные особенности динамических и ударно-волновых процессов, связанные с прочностными свойствами реальных твердых тел, а для нх количественного согласовання зачастую приходнтся прнбегать к

дополнительной коррекции моделей, опирающейся на известный экспериментальный результат. Оценить возможности моделей с дополнительно введенными механизмами вязкой диссипации затруднительно, поскольку они мало употребляются для решения конкретных динамических задач.

5.3.4. ДИСЛОКАЦИОННЫЕ МОДЕЛИ

Для описания необратимых деформаций металлов все чаще применяется физический, микроскопический подход, при котором в рамках определенных допущений прослеживается эволюция дефектной структуры кристаллической решетки. Наибольшее значение получило рассмотрение, когда основным механизмом пластического деформирования полагается динамика дислокационного ансамбля. Основу для создания динамической теории дали экспериментальные данные Гилмана о подвижности и количестве дислокаций в монокристаллах фтористого лития.

Определяющие соотношения, связывающие микроскопические и макроскопические характеристики напряженно-деформированного состояния материала, в простейшем случае имеют вид

$$\varepsilon_p = bNL, \tag{5.10}$$

где ε_p – пластическая деформация; L – среднее расстояние, проходимое дислокациями; N – плотность дислокаций, определяемая как общая длина всех дислокаций в единице объема материала; b –модуль вектора Бюргерса, – максимальная пластическая деформация. Дифференцирование (5.10) по времени дает выражение

$$\frac{d\varepsilon_p}{dt} = bL\frac{dN}{dt} + bNV_c,$$

связывающее скорость пластической деформации со скоростью размножения дислокаций и средней скоростью их движения V_c. Реальный вклад во второе слагаемое вносят только подвижные дислокации, т.е.

$$\frac{d\varepsilon_p}{dt} = bL\frac{dN}{dt} + bN_nV_c, \tag{5.11}$$

где N_n, V_c – плотность и средняя скорость подвижных дислокаций. За редкими исключениями (5.11) используется в форме соотноше-

ния Орована, когда пренебрегается первым слагаемым в правой части, т.е. считается, что скорость размножения дислокаций относительно мала. Ряд исследований показывает, что при интеисивных динамических и особенно ударно-волновых нагрузках включаются дополиительиые по отношеиию к квазистатическим механиизмы размножения дислокаций, скорость которых может быть велика. В результате при решении конкретных задач на основе соотношения Орована приходится либо вводить завышенную иа 2-3 порядка по сравнеиию с наблюдаемой начальную плотность подвижных дислокаций, либо использовать иеоправданио большие зиачения коэффициента размножения дислокаций. В последнем случае нельзя пренебрегать в (5.11) величиной dN/dt.

Описаиие кинетики дислокационного ансамбля базируется на представлении о преобладании в механиизме размножения дислокаций двойного поперечного скольжения, что дает для N

$$N = N_0 + M\varepsilon_э,$$

а для N_n

$$N_n = (N_0 + M\xi)\exp(-h_0\,\varepsilon_p/\sigma),$$

где N_0 – начальное число дислокаций; M – коэффициент размножения; h_0 – коэффициент деформационного упрочнения; σ – касательное напряжение. Для V_c используется аппроксимация экспериментальиых данных о подвижности дислокаций.

Известны и другие попытки построения дислокационных кинетнк. Так в одной из дислокационных моделей пластического деформирования используются представлеиия о термоактивационном характере движения дислокаций, что ограничивает ей применимость для нагрузок высокого уровня, вызывающих движение дислокаций в режиме надбарьерного скольжения. Иногда пытаются учесть механизмы зарождения дислокаций в ударных волнах и дополнительиые представления о характере движеиия дислокаций. Здесь следует заметить, что предлагаемые построения ориентированы на детальное описание особенностей структуры плоских ударных волн и волн разрежения; трудно представить способ распространения данного подхода иа более сложные случаи, иапример для решения пространственных задач. В единственной из известных работ, исходящей из полного уравнения (5.11), также строится дислокационная кинетика, использующая представление о гетерогенном зарождении дислокаций во фроите ударной волны. Наличие в ней достаточного числа параметров, выбираемых из условия наилучшего совпадения с данными экспериментов, позволяет аккурат-

но передавать в расчете все особенности измереиных в эксперименте ударно-волновых профилей.

Перечисленные модели строились для решения одномерных нестационарных задач пластического деформирования. В общем-то ясиы пути обобщения дислокациоиных моделей на случай произвольиой размерности. Проиллюстрируем это на примере обобщения модели Гилмана на трехмерный случай. Ограничимся рассмотрением упругопластических деформаций и, следуя установившемуся подходу, представим тензор деформации ε_{ij} и скоростей деформации ξ_{ij} в виде суммы упругой и пластической частей:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p, \qquad \xi_{ij} = \xi_{ij}^e + \xi_{ij}^p .$$

Для связи изменения компонентов тензора напряжения $\dot{\sigma}_{ij}$ с упругими составляющими ξ_{ij}^e примем закои Гука:

$$\dot{\sigma}_{ij} = \lambda \xi_{kk}^e \delta_{ij} + 2\mu \xi_{ij}^e ,$$

$$\xi_{ij}^e = \frac{1}{2\mu} \dot{S}_{ij} + \frac{1-2\nu}{E_*} \dot{\sigma}_{kk} \delta_{ij} ,$$

$$S_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} \sigma_{kk} \delta_{ij} ,$$

где S_{ij} – девиатор тензора наряжений. Здесь точка над символом означает дифференцирование по времени; λ, μ – коэффициенты Ламе; ν, E_* – коэффициент Пуассона и модуль Юнга; δ_{ij} – символ Кронекера. Закон Гука, впрочем, можно записать и в терминах напряжения – деформации. Дальнейшее рассмотрение будем проводить в главных осях тензоров, характеризующих напряжениодеформированное состояние среды, которые в силу предположеиия о малости деформаций для всех тензоров являются общими.

Введем в рассмотрение главные касательные напряжения

$$\tau_1 = \frac{\sigma_2 - \sigma_3}{2}, \quad \tau_2 = \frac{\sigma_3 - \sigma_1}{2}, \quad \tau_3 = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2}$$

и главные касательиые пластические деформации

$$\gamma_1 = \frac{\varepsilon_2^p - \varepsilon_3^p}{2}, \quad \gamma_2 = \frac{\varepsilon_3^p - \varepsilon_1^p}{2}, \quad \gamma_3 = \frac{\varepsilon_1^p - \varepsilon_2^p}{2} .$$

Из последних соотношений и условия несжимаемости материала при пластической деформации:

$$\varepsilon_1^p = \frac{2}{3}(\gamma_3 - \gamma_2), \quad \varepsilon_2^p = \frac{2}{3}(\gamma_1 - \gamma_3), \quad \varepsilon_3^p = \frac{2}{3}(\gamma_2 - \gamma_1),$$

$$\xi_1^p = \frac{2}{3}(\dot{\gamma}_3 - \dot{\gamma}_2), \quad \xi_2^p = \frac{2}{3}(\dot{\gamma}_1 - \dot{\gamma}_3), \quad \xi_3^p = \frac{2}{3}(\dot{\gamma}_2 - \dot{\gamma}_1).$$

Закон Гука можно переписать в виде

$$\sigma_i = \lambda\theta + 2\mu\left(\varepsilon_i - \varepsilon_i^p\right), \quad \theta = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 = \varepsilon_1^e + \varepsilon_2^e + \varepsilon_3^e,$$

откуда, как и в одномерных постановках, следует, что возрастание напряжений в рассматриваемой среде происходит за счет роста общей деформации, а их релаксация – за счет пластической.

Для построения соотношений, определяющих пластическое деформирование, предположим, что оно осуществляется в результате движения дислокаций в плоскостях главных касательных напряжений, совпадающих в силу сделанных предположений с плоскостями главных касательных пластическнх деформаций и их скоростей. Деформации определяются из выражений типа (5.10):

$$\gamma_i = bN_iL_i\,, \quad i = 1, 2, 3, \tag{5.12}$$

где теперь N_i – плотность дислокаций в данной плоскости скольжения; L_i – их среднее смещенне в данной плоскости. Аналог (5.11):

$$\gamma_i = b\,N_i\,L_i + b\,N_{ni}\,V_i\,. \tag{5.13}$$

Применяя (5.12) или (5.13), можно воспользоваться известными соотношениями для N, N_n, V_c, считая соответственно, что

$$N_i = N(\gamma_i)\,, \quad N_{ni} = N_n(\gamma_i)\,, \quad V_i = V(\sigma_i).$$

Величина среднего смещения дислокаций – расстояние, пробегаемое дислокацией в процессе нагружения до момента ее остановки (торможения) на каком-то препятствии или выхода на свободную поверхность, – очень чувствительна к условиям нагружения и структурным особенностям матернала. Систематические данные о влиянии тех или иных параметров на величину L отсутствуют. Можно предположить, что с развитием дислокационной структуры среднее смещение меняется пропорционально размеру дислокационной ячейки, образующейся в материале в процессе деформирования, тогда

$$L_i = a_0 / \sqrt{N_i}\,, \qquad (5.14)$$

где постоянная a_0 подлежит экспериментальному определению. По различным оценкам $10^{-3}\text{см} \geq L_i \geq 10^{-5}$ см.

Приведенные соотношения являются определяющими уравнениями упруго-пластической среды с дислокационной кинетикой деформирования. Сформулированное трехмерное обобщение носит иллюстративный характер, так как его применимость сильно ограничена сделанными при построении серьезными допущениями.

Последние исследования показывают, что кроме дислокаций (линейных дефектов) значительную роль в пластическом деформировании могут играть дефекты и более высокой размерности – плоские, объемные. Их эволюция вносит дополнительные механизмы, попытки общего описания которых привели к введению понятия структурных уровней деформации твердого тела. В настоящее время это новое перспективное направление в построении моделей динамического деформирования и разрушения твердых тел еще находится в стадии становления. Сформулированный формальный аппарат пока не пригоден для использования при решении конкретных физических задач.

5.3.5. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МОДЕЛИ ВЯЗКОУПРУГОГО ТЕЛА МАКСВЕЛЛОВСКОГО ТИПА

Отмеченные недостатки рассмотренных моделей в значительной степени удается преодолеть в модели вязкоупругого тела максвелловского типа. Среди ее достоинств особо следует отметить единообразие математического описания всех состояний среды от упругого до гидродинамического, исключающее необходимость сшивания решений, получаемых по разным моделям, при расчете процессов, охватывающих широкий спектр состояний. Кроме того, как следует из дальнейшего изложения, в рамках этого подхода удается сочетать макроскопические и микроскопические представления о механизме пластического деформирования и разрушения материалов.

В представлении Максвелла необратимая деформация сплошных сред связана с перестройкой атомно-молекулярной структуры вещества. Одним из микроскопических проявлений таких перестроек, по современным представлениям связанных с эволюцией дефектной структуры твердых тел, является изменение напряженного состояния в отсутствие каких-либо макроскопических пере-

мещений и притока или оттока тепла от элементов среды. Такой процесс характеризуется убыванием касательных напряжений, осуществляющимся за время τ, называемое временем релаксации касательных напряжений. Дальнейшее существенное развитие эти иден получили в работах, в которых время релаксации рассматривается с молекулярно-кинетической точки зрения, а в последующих – формулируются и анализируются модели сред с нелинейной зависимостью τ от температуры и напряжений.

Обычно средой Максвелла называют среду, поведение которой описывается известным релаксационным уравнением в простейшей форме

$$\frac{d\varepsilon_1}{dt} = \frac{1}{E_*}\frac{d\sigma_1}{dt} + \frac{\sigma_1}{\eta}, \qquad (5.15)$$

где η – коэффициент вязкости (постоянный); d/dt – производная по времени в частице среды. Если зафиксировать деформацию $\varepsilon_1 = \varepsilon_{10}$, то изменение напряженного состояния будет описываться выражением

$$\sigma_1 = E_* \varepsilon_{10} \exp(-t/\tau_*),$$

где $\tau_* = \eta/E_*$ – время релаксации напряжений. В такой трактовке, не опирающейся на анализ представлений Максвелла о молекулярных механизмах необратимой деформации, (5.15) даже качественно не отвечает механическим свойствам подавляющего большинства реальных материалов. Наиболее полное воплощение в настоящее время идеи Максвелла получили в модели вязкоупругого тела, краткая формулировка которой приводится ниже.

Будем определять положение частиц среды координатами

$$r_i = r_i\left(r_1^0, r_2^0, r_3^0, t\right), \quad i = 1, 2, 3,$$

$\left\{r_i^0\right\}$ – координаты точки, в которой находились частицы в начальный момент времени, т.е.

$$r_i^0 = r_i(r_1^0, r_2^0, r_3^0, 0), \quad i = 1, 2, 3.$$

Состояние среды характеризуется полем скоростей u_i (r_1, r_2, r_3, t), полем напряжений $\sigma_{ij}(r_1, r_2, r_3, t)$ и температуры T (r_1, r_2, r_3, t). Законы сохранения массы импульса и энергии без учета теплопередачи, возможных химических реакций и других внутренних процессов имеют вид:

$$\frac{d\rho}{dt}+\rho\frac{\partial u_i}{\partial r_i}=0,$$

$$\rho\frac{du_i}{dt}-\frac{\partial\sigma_{ij}}{\partial r_j}=0, \qquad (5.16)$$

$$\rho\frac{d\varepsilon}{dt}-\sigma_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial r_j}=0,$$

где $\frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+u_k\frac{\partial}{\partial r_k}$ – производная вдоль траектории частицы. По известному полю скоростей функции $r_i(t)$ восстанавливаются из уравнений

$$\frac{dr_i}{dt}=u_i(r_1, r_2, r_3, t)$$

с начальными данными $r_i(0)=r_i^0$, $i=1,2,3$.

Матрица

$$\|a_{ij}\|=\left\|\frac{\partial r_j^0}{\partial r_i}\right\|$$

предполагается невырожденной и называется матрицей полной дисторсии. Вдоль линии тока r_j^0 постоянно, что выражается уравнением

$$\frac{dr_j^0}{dt}=\frac{\partial r_j^0}{\partial t}+\frac{\partial r_j^0}{\partial r_k}\cdot\frac{\partial r_k}{\partial t_k}=\frac{\partial r_j^0}{\partial t}+\frac{\partial r_j^0}{\partial r_k}=0. \qquad (5.17)$$

Дифференцируя тождество (5.17) по r_i, получим эволюционное уравнение для тензора полной дисторсии:

$$\frac{da_{ij}}{dt}+a_{kj}\frac{\partial u_k}{\partial r_i}=0, \qquad (5.18)$$

или в матричной форме

$$\frac{dA}{dt}+W^*A=0,$$

где

$$A = \left\| a_{ij} \right\| \quad W = \left\| \frac{\partial u_i}{\partial r_j} \right\|,$$

звездочка у W и далее – операция сопряжения. Между полной дисторсией и реальным напряженным состоянием отсутствует взаимно однозначное соответствие, поэтому ее нельзя выбирать в качестве характеристики деформации среды. Определим эффективные упругие деформации, которые нужно упруго и адиабатически произвести над элементами среды, чтобы перевести его из ненапряженного состояния в состояние с заданным полем напряжений. Введенные таким образом деформации однозначно связаны с напряженным состоянием среды.

Формально операция выделения эффективных упругих деформаций из общих осуществляется так: если частица $r_i(t)$ находится после разгрузки в точке с координатами $\bar{r}_i$, то матрица

$$a^e_{ij} = \frac{\partial \bar{r}_j}{\partial r_i}$$

называется матрицей эффективной упругой дисторсии. Матрица полной дисторсии может быть представлена как

$$a_{ij} = \frac{\partial r^0_j}{\partial r_i} = \frac{\partial r^0_j}{\partial \bar{r}_k} \cdot \frac{\partial \bar{r}_k}{\partial r_i} = a^p_{kj} \cdot a^e_{ik}$$

или

$$A = A^e A^p, \tag{5.19}$$

а матрицу A^p можно назвать матрицей пластической дисторсии.

Эволюционное уравнение для тензора упругой дисторсии получается как следствие (5.18) и (5.19):

$$\frac{dA^e}{dt} + W^* A^e = - A^e \frac{dA^p}{dt} \left(A^p \right)^{-1}. \tag{5.20}$$

Реология среды определяется заданием правой части (5.20). Тензор A^e в качестве меры деформации использовать нецелесообразно, поскольку даже в случае изотропной среды он несимметричен и

при проведении расчетов необходимо вычислять все девять его компонентов. Более удобно ввести одну из известных характеристик конечных деформаций, например, матричный тензор эффективных упругих деформаций $G = \|g_{ij}\|$, определяемый формулой

$$G = A^e (A^e)^*.$$

Обозначим

$$\Psi = -\frac{dA^p}{dt}(A^p)^{-1},$$

тогда из (5.20) следует эволюционное уравнение для метрического тензора:

$$\frac{dG}{dt} + GW + W^*G = A\left(\Psi + \Psi^*\right)\left(A^e\right)^* = \Phi. \qquad (5.21)$$

Из (5.21) легко получить эволюционное уравнение для любой другой меры конечных деформаций, например, для широко употребляемого тензора напряжений Альманси $\Sigma = \|\Sigma_{ij}\|$, связанного с метрическим тензором соотношением

$$\Sigma = \frac{1}{2}(I - G),$$

I – единичный тензор.

При рассмотрении в главных осях удобно использовать логарифмический тензор деформации Генки

$$H = -\frac{1}{2}\ln G.$$

Для его диагональных компонентов h_i, $i = 1, 2, 3$ система (5.21) преобразуется к виду

$$\frac{dh_i}{dt} - \frac{\partial u_i}{\partial r_i} = \frac{dh_i^p}{dt} = -\Psi_i, \qquad (5.22)$$

здесь суммирование по i не производится. Одна из возможных форм зависимостей Ψ_i:

$$\Psi_i = \frac{1}{\tau}\left(h_i - \frac{h_1 + h_2 + h_3}{3}\right). \qquad (5.23)$$

Уравнения (5.22), (5.23) удобны при рассмотрении одномерных задач, в этом случае компоненты h_1, h_2, h_3 будем обозначать α, β, γ. В многомерных задачах используем более общую форму эволюционного уравнения (5.22), в котором полагаем

$$\Phi = -\frac{1}{\tau}\left(G + \frac{3\rho}{\partial\rho / \partial\Sigma_{kk}} I \right). \qquad (5.24)$$

Установим теперь связь эффективных упругих деформаций с полем напряжений. Плотность материала связаиа с метрическим тензором деформации $\bar{G}$ соотношением

$$\rho = \rho_0 \sqrt{\det(\bar{G})}\,. \qquad (5.25)$$

В данной модели предполагается, что в процессе релаксации касательных напряжений (переводящей $\bar{G}$ в G) неизменны плотность, удельная упругая энергия $E = E(\alpha, \beta, \gamma, S)$, зависящая от деформации и энтропии S, а также главные оси тензора напряжений. В силу этого (5.25) сохраняется и для тензора эффективных упругих деформаций:

$$\rho = \rho_0 \sqrt{\det G}\,. \qquad (5.26)$$

В нелинейной теории упругости при конечных деформациях связь тензора напряжений с метрическим тензором деформаций $\bar{G} = \|\bar{g}_{ij}\|$ описывается формулами Мурнагана

$$\sigma_{ij} = -2\rho\bar{g}_{ik}\frac{\partial E}{\partial \bar{g}_{kj}}, \quad T = \frac{\partial E}{\partial S}\,. \qquad (5.27)$$

По определению тензора эффективных упругих деформаций, его компоненты находятся из соотношений нелинейной теории упругости, т.е. как решение уравнений (5.27), следовательно, формулы (5.27) автоматически верны для метрического тензора эффективных упругих деформаций G. Для тензора деформаций Генки соотношения (5.27) упрощаются:

$$\sigma_{ij} = \rho\frac{\partial E}{\partial h_{ij}}, \quad T = \frac{\partial E}{\partial S},$$

а в главных осях

$$\sigma_1 = \rho\frac{\partial E}{\partial \alpha}, \quad \sigma_2 = \frac{\partial E}{\partial \beta}, \quad \sigma_3 = \frac{\partial E}{\partial \gamma}, \quad T = \frac{\partial E}{\partial S}. \qquad (5.28)$$

Для замыкания системы уравнений модели необходима зависимость упругой энергии от деформации и энтропии при нешаровом тензоре деформации, учитывающая таким образом энергию формоизменения. С энергетической точки зрения естественно характеризовать деформирование через инварианты тензора деформации, по которым деформация может быть восстановлена (с точностью до выбора направлений главных осей). Такая зависимость получена на основе интерполяции теоретических и экспериментальных данных в форме $E=E(J_1, J, S)$, где J_1, J_2 – первый и второй инварианты тензора Генки (напомним, что $\rho = \rho_0 \exp(-\alpha-\beta-\gamma) = \rho_0 \exp(-J_1)$).

Обозначим

$$\delta = \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1}{\exp(\alpha+\beta+\gamma)} = \exp(-J_1),$$

$$\Delta = \frac{d_1^2 + d_2^2 + d_3^2}{2} = \frac{J_1^2}{3} - J_2,$$

$$d_i = h_i - \frac{h_1 + h_2 + h_3}{3},$$

тогда построенная зависимость будет иметь вид

$$E(\delta, \Delta, S) = E_0(\delta, S) + 2b_0^2(\delta)\Delta, \qquad (5.29)$$

$b_0(\delta)$ – зависимость поперечной скорости звука от степени сжатия. Другая форма этой же зависимости:

$$E(\delta, \Delta, S) = \frac{K_0}{2k_0^2}\left(\delta^{k_0} - 1\right)^2 + 2b_0^2\delta^{k_1}\Delta + C_v^0 T_0 \delta^{k_2}\left(\exp\left(\frac{S}{C_0^v}\right) - 1\right). \qquad (5.30)$$

Постоянные $k_0, k_1, k_2, K_0, b_0, C_v^0, T_0$, характеризующие материал, определяются из сравнения коэффициентов разложения (5.30) в точке $\delta = 1$ и приведены в табл. 5.2.

Таблица 5.2

Коэффициенты уравнения состояния при нешаровом тензоре деформации

Металл	ρ_0, г/см^3	k_0	k_1	k_2	K_0, (км/с)^2	C_v^0, дж/г.град	T_0, К	b_0, км/с
Железо	7,84	0,635	2,7	1,672	21,47	0,45	293	2,866
Алюминий	2,785	1,078	3,577	2,117	25,94	0,9	293	2,94
Медь	8,9	0,96	3,4	2,03	15,52	0,4	293	2,14

Зависимость справедлива в диапазоне изменения плотности $0{,}9 \le \delta \le 2$.

Второе замыкающее соотношение модели – зависимость времени релаксации касательных напряжений от параметров, характеризующих состояние среды, – строится на основе дислокационных представлений о пластическом деформировании, тем самым эти представления опосредованно вводятся в модель вязкоупругого тела. Пока что отсутствуют методы прямого экспериментального определения времени релаксации касательных напряжений при интенсивных динамических нагрузках. Для определения τ, следовательно, нужно использовать косвенные экспериментальные данные, содержащие этот параметр в неявном виде. Для этого можно использовать экспериментальные зависимости величины динамического предела текучести Y_0 от скорости деформаций. Ограничимся рассмотрением случая одноосной деформации. При этом целесообразно использовать главные оси тензоров и напряжений, которые принимают диагональный вид. Выделим упругую и пластическую составляющие тензора деформации:

$$\varepsilon_i = \varepsilon_i^e + \varepsilon_i^p, \quad i = 1,2,3.$$

Максимальное значение пластической деформации ε (главное значение тензора пластической деформации) в силу принятого ограничения определяется через ε_i:

$$\varepsilon = \frac{\left(\varepsilon_1^p - \varepsilon_2^p\right)}{2} = \frac{\left(\varepsilon_1^p - \varepsilon_3^p\right)}{2} = \frac{3}{4}\varepsilon_1^p = -\frac{3}{2}\varepsilon_2^p$$

и реализуется в плоскости максимального касательного напряжения. Релаксация касательных напряжений совершается в процессе

необратимого (пластического) деформирования, поэтому естественно принять, что время релаксации пропорционально величине, обратной скорости максимальной пластической деформации:

$$\tau = \frac{1}{(d\varepsilon / dt)}.$$

При дислокационном механизме пластической деформации ее скорость связана с характеристиками системы движущихся дислокаций соотношением Орована

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = bN_n V,$$

откуда

$$\tau \sim \frac{1}{bN_n V}.$$

Таким образом, устанавливается следующая связь времени релаксации касательных напряжений с характеристиками дислокационного ансамбля:

$$\tau = \frac{a}{bN_n V}, \qquad (5.31)$$

где $a = a(T)$ – еще подлежащий определению коэффициент пропорциональности.

При заданной кинетике дислокационного ансамбля, т.е. при известных зависимостях N_n, V от характеристик напряженно-деформированного состояния, в (5.31) на основе экспериментальных данных необходимо находить $a(T)$. В действительности, ввиду недостатка экспериментальной информации о кинетике дислокаций в динамических процессах, параметры зависимостей N_n, V также требуют определения по опосредованным экспериментальным данным. В зависимости от конкретного вида выбранной дислокационной кинетики получаются различные формулы для времени релаксации. Формула

$$\tau = \frac{\tau_0}{N_0 + M\varepsilon} \exp\left(\frac{\sigma_0}{\sigma}\right)$$

получена для простейшего варианта и при использовании приводит к описанию идеально-пластического характера течения. Учет эф-

фекта упрочнения достигается с помощью формулы

$$\tau = \frac{\tau_0}{N_0 + M\varepsilon} \exp\left(\frac{\sigma_0 + H\varepsilon}{\sigma}\right),$$

а упрочнения и последующего разупрочнения – при использовании соотношения

$$\tau = \frac{\tau_0}{N_0 + M\varepsilon} \exp\left(\frac{\sigma_0 + H\varepsilon - h\varepsilon^2}{\sigma}\right).$$

Ввиду условия (5.26) эволюционные уравнения (5.21) вместе с законами сохранения (5.16) образуют переопределенную систему, Из нее можно исключить уравнение неразрывности, обеспечив его выполнение за счет наложения ограничительных условий на правую часть (5.21) или (5.22) соответственно. В первом случае ограничения получаются как результат свертки (5.21) с тензором

$$\frac{\partial \rho}{\partial G} = \frac{\rho}{2} G^{-1}$$

и имеют вид

$$\Phi_{ij}\left(G^{-1}\right)_{ij} = 0;$$

во втором используем

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1}{\exp\left(h_1 + h_2 + h_3\right)},$$

тогда получаем

$$\Psi_1 + \Psi_2 + \Psi_3 = 0.$$

Легко убедиться, что (5.23) и (5.24) этим условиям удовлетворяют. Формулы Муриагана (5.27) обеспечивают выполнение первого закона термодинамики. Второй закон термодинамики – неубывание энтропии – выполняется при $\bar{x} \geq 0$,

где $$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{3\rho\tau T}\left[\left(\sigma_1 - \sigma_2\right)\left(h_1 - h_2\right) + \left(\sigma_2 - \sigma_3\right)\left(h_2 - h_3\right) + \right.$$

$$\left. + \left(\sigma_3 - \sigma_1\right)\left(h_3 - h_1\right)\right] = \bar{x}. \qquad (5.32)$$

Выражение получается как следствие из уравнения сохранения энергии системы (5.16). Оказывается, что условие $\bar{x} \geq 0$ совпадает с необходимым условием гиперболичности системы дифференциальных уравнений.

Таким образом, полная система уравнений модели вязкоупругого тела максвелловского типа в развернутой форме имеет вид:

$$\frac{\partial\left[\rho\left(E+\frac{1}{2}u_iu_i\right)\right]}{\partial t}+\frac{\partial\left[\rho u_k\left(E+\frac{1}{2}u_iu_i\right)-u_i\sigma_{ik}\right]}{\partial r_k}=0;$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u_iu_k-\sigma_{ik})}{\partial r_k}=0,\quad i=1,\ 2,\ 3;$$

$$\frac{\partial\varepsilon_{ii}}{\partial t}+u_k\frac{\partial\varepsilon_{ii}}{\partial r_k}-\frac{\partial u_i}{\partial r_i}+2\varepsilon_{ik}\frac{\partial u_k}{\partial r_j}=\varphi_{ii},\quad i=1,\ 2,\ 3;$$

$$\frac{\partial\varepsilon_{ij}}{\partial t}+u_k\frac{\partial\varepsilon_{ii}}{\partial r_k}-\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial r_j}+\frac{\partial u_j}{\partial r_i}\right)+\varepsilon_{ik}\frac{\partial u_k}{\partial r_j}+\varepsilon_{ik}\frac{\partial u_k}{\partial r_i}=\varphi_{ij};$$

$$(i\ j)=(1\ 2),\ (1\ 3),\ (2\ 3);$$

$$\sigma_{ik}=\rho\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\varepsilon_{ik}}-2\varepsilon_{ij}\frac{\partial\varepsilon}{\partial\varepsilon_{ik}}\right);\quad \rho=\rho_0\sqrt{\det\left\|\delta_{ik}-2\varepsilon_{ik}\right\|};$$

$$E=E(\rho,\ \Delta,\ S);\quad \tau=\tau(\sigma,\ \varepsilon,\ T);$$

$$\sigma=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left(\sigma_{11}-\sigma_{22}\right)^2+\left(\sigma_{22}-\sigma_{33}\right)^2+\left(\sigma_{33}-\sigma_{11}\right)^2+2\left(\sigma_{12}^2+\sigma_{13}^2+\sigma_{23}^2\right)\right]^{\frac{1}{2}};$$

$$\varepsilon=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left(\varepsilon_{11}-\varepsilon_{22}\right)^2+\left(\varepsilon_{22}-\varepsilon_{33}\right)^2+\left(\varepsilon_{33}-\varepsilon_{11}\right)^2+2\left(\varepsilon_{12}^2+\varepsilon_{13}^2+\varepsilon_{23}^2\right)\right]^{\frac{1}{2}};$$

$$\varphi_{ij}=\frac{1}{\tau}\left(\varepsilon_{ij}-\frac{\varepsilon_{pq}\dfrac{\partial\rho}{\partial\varepsilon_{pq}}}{\dfrac{\partial\rho}{\partial\varepsilon_{11}}+\dfrac{\partial\rho}{\partial\varepsilon_{22}}+\dfrac{\partial\rho}{\partial\varepsilon_{33}}}\delta_{ij}\right)=$$

$$=-\frac{1}{2\tau}\left(\delta_{ij}-2\varepsilon_{ij}+\frac{3\rho}{\dfrac{\partial\rho}{\partial\varepsilon_{11}}+\dfrac{\partial\rho}{\partial\varepsilon_{22}}+\dfrac{\partial\rho}{\partial\varepsilon_{33}}}\delta_{ij}\right).\qquad(5.33)$$

Ввиду сложности системы уравнений модели аналитические решения или хотя бы их качественный анализ могут быть получены только в отдельных частных случаях с привлечением существенных ограничений в постановке. Любое усложнение постановок, приближающее к описанию практически интересных физических процессов, требует разработки и применения численных методов.

5.4. ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

Сложность математических формулировок конкретных динамических задач в описанных моделях требует применения для их решения численных методов и алгоритмов, реализуемых на быстродействующих ЭВМ. Существенно нестационарные, волновые процессы в деформируемых твердых телах описываются системами квазилинейных или нелинейных гиперболических уравнений, общая теория решения которых еще далека от завершения. Это утверждение в полной мере относится и к анализу разностных методов, применяющихся для численного решения практических задач. Основные вопросы – устойчивость и сходимость применяемой разностной схемы – удается строго обосновать для линейных однородных краевых задач при постоянных коэффициентах системы, для некоторых случаев переменных коэффициентов и частичных видов квазилинейных систем. Основными методами исследования численных решений до сих пор остаются анализ устойчивости и сходимости на простейших модельных задачах, или сравнение с известными (аналитическими, численными) решениями, или сопоставление с результатами соответствующих экспериментов.

Среди методов численного решения рассматриваемых систем дифференциальных уравнений выделяют явные и неявные. Последние практически всегда абсолютно устойчивы, однако особенности протекания волновых процессов все равно не позволяют вести расчеты со сколь угодно большим шагом по времени, так как это будет приводить к потере точности. Кроме того, как известно, при большом шаге неявные схемы сильно завышают область зависимости численного решения по сравнению с областью зависимости решения исходной системы, в то время как в быстропротекающих процессах важно передать эту область как можно точнее. Корректная передача области зависимости требует выполнения условия, которое, как правило, совпадает с условием Куранта, гарантирующим устойчивость явных схем. Таким образом, основные преиму-

щества неявных разностных схем на данном классе задач не реализуются и предпочтение при их решении отдается явным разностным схемам.

Необходимость максимально точного определения в расчете области зависимости решений гиперболических уравнений и систем явилась одной из причин возникновения и развития характеристических методов. Прямой метод заключается в последовательном построении характеристических поверхностей по характеристическим уравнениям исходной системы и вычислении решения по характеристическим соотношениям. Метод эффективен и применяется в основном в одиомерных расчетах, когда расчетная область не содержит большого количества особенностей разного типа (ударных волн, контактных границ и т.д.). В противном случае алгоритм расчета теряет регулярность и основные затруднения вызывает сложная логика реализации метода. Несмотря на это, известны программы, использующие прямой характеристический метод для решения одномерных задач в области со сложной топологией контактных и ударных разрывов, волн разрежения. Применимость метода сильно ограничивается его пригодностью только для систем линейных уравнений или уравнений с линейной главной частью. Известна реализация метода и в двухмерном случае для расчета детонации заряда взрывчатого вещества.

Большое распространение получил обратный характеристический метод. Его отличие от прямого состоит в том, что при пошаговой реализации решение в узлах на новом временном слое строится переносом значений в характеристических соотношениях по характеристическим поверхностям (конусам), опускаемым из фиксированных узлов на предыдущий временной слой. Конкретизация этого метода для моделей Прандтля – Рейса и упруговязкопластической среды в двухмерном нестационарном случае содержится в сборнике «Вычислительные методы в гидродинамике», указанном в списке литературы. В данном случае, из-за неизбежной необходимости интерполяции на каждом шаге решения в ячейках предыдущего временного слоя, область зависимости численного решения несколько расширяется. Подход не требует использования одномерного приближения при построении характеристических соотношений. Это, а также простота алгоритмизации и применимость в двухмерном случае компенсируют отмеченный выше недостаток метода. Дополнительным достоинством схемы является то, что при корректно поставленных граничных условиях она не требует экстраполяций за пределы счетной области. К сожалению, метод при-

годен только для линейных систем уравнений. Описанные схемы составляют так называемые счетно-характеристические методы.

Особенности численного метода или его реализации часто связаны с выбором системы отсчета для описания движения среды. Здесь выделяют подходы Эйлера и Лагранжа, в которых независимые величины (переменные) связываются с неподвижной системой координат или с движущимися частями среды соответственно, что обсуждалось выше. Сеточно-характеристические методы могут быть реализованы как в эйлеровой, так и в лагранжевой системе координат. Большинство методов ориентированно на ту или иную систему отсчета, в силу чего возникает деление численных схем на эйлеровы и лагранжевы. Оба класса обладают определенными недостатками и преимуществами. Основное достоинство эйлеровых схем – возможность расчета процессов, сопровождающихся конечными, большими деформациями среды. При этом, однако, приходится мириться с завышением на начальном этапе размеров счетной области, грубостью и неточностью разрешения деталей течения в окрестности свободных и контактных границ, необходимостью введения переменного числа счетных узлов. Главные преимущества лагранжева подхода – логическая простота алгоритмов ввиду неизменности числа узлов разностной сетки и связанное с этим сохранение начальной точности аппроксимации (при небольших деформациях расчетной области), легкость расчета границ областей и подобластей и хорошее описание течения в их окрестностях. Недостатки начинают появляться при необходимости расчетов течений с большими деформациями, когда происходят большие искажения, вплоть до возможного самопересечения границ ячеек. Это требует перестройки сетки с неизбежным использованием интерполяций, приводящих к потере точности.

При выборе между эйлеровыми и лагранжевым методами необходимо ориентироваться на особенности рассматриваемой задачи (круга задач). Основным критерием при этом может быть характерная величина скорости деформации. При малых скоростях деформации естественным является использование лагранжевых методов. Техника их применения хорошо развита, поэтому их довольно часто используют и при расчете высокоскоростных процессов, преодолевая значительные расчетные трудности. Одна из основных сложностей – переинтерполяция промежуточных результатов на новую сетку. Необходимость ее введения появляется, когда образ лагранжевой сетки в эйлеровых координатах начинает существенно искажаться. Новая сетка должна удовлетворять определенным условиям, например, иногда требуется, чтобы отношение длин

диагоиалей ее ячеек было достаточно близко к единице. Естественно, что переинтерполяции искажают картину течения, размазывая особенности решения. В некоторых случаях верную передачу иитегральных характеристик течения при использовании переинтерполяции на новую сетку обеспечивают приемы, сохраняющие общую массу, импульс и энергию, заключенные в среде, ограничиваемой расчетной областью.

Разработки и реализации чисто эйлеровых методов более редки. Для преодоления трудиостей в расчете контактных и свободных границ в работах используются специальные приемы. Часто привлекаются модификации метода маркеров или «лагранжево» отслеживание границ и вспомогательные приемы расчета параметров в приграничных ячейках.

Стремление сочетать достоинства обоих подходов привело к возникновению и широкому распространению гибридных методов. Одним из первых таких методов явился метод частиц в ячейках. Здесь среда моделируется подвижными лаигранжевыми частицами, имеющими массу, которые, перемещаясь по ячейкам неподвижной эйлеровой сетки, переносят импульс и энергию. Метод получил довольно широкое распространение для решения задач высокоскоростного деформирования как в гидродинамической постановке, так и с учетом прочностных свойств материала на основе модели вязкой сжимаемой жидкости и более сложных вязкоупругопластических приближений. Основной его недостаток – грубое разрешение картины течения в ячейках, содержащих малое количество частиц (две-три). При расчете, например, движения среды в сильных волнах разрежения происходит отток материала и возникает указанная ситуация, что приводит к резким флуктуациям вычисляемых физических величии при переходе даже отдельной частицы из одной ячейки в другую. Кроме того, присутствуют и некоторые недостатки эйлеровых методов: диффузия контактных границ, ухудшающая описание картины течения в их окрестности, неэкономичность, связанная с исходиым завышением эйлеровой области расчета и иеобходимостью хранения информации о большом количестве лангранжевых частиц, если требуется детальное разрешение картиины течения. Некоторое улучшение метода достигается введением дополнительно к эйлеровой еще и лангранжевой расчетной сетки.

Отметим одно из ответвлений общей группы частичиых методик – метод индивидуальных частиц. Как и в методе частиц в ячейках (методе Харлоу), область течения покрывается неподвижной эйлеровой сеткой, по которой перемещаются частицы. Однако те-

перь каждой частице наряду с координатами, массой и ее сортом приписываются внутренняя энергия, плотность, давление и т.д. Вычисления основаны на том, что каждое уравнение движения может быть записано в эквивалентном виде, когда левая часть является лагранжевой производной от какой-либо характеристики течения, а правая содержит лишь пространственные производные от параметров потока. Рассмотрим для примера уравнение неразрывности:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \operatorname{div} \vec{u} \ .$$

Его интегрирование ведется следующим образом. В фиксированный момент времени t значение скорости по определенному правилу переинтерполируется из центров частиц в узлы сетки. После этого посредством конечных разностей здесь определяются значения $\operatorname{div} \vec{u}$. Последние вновь переинтерполируются в центр частиц, после чего плотность i-й частицы на новом временном слое $t + \Delta t$ вычисляется явным интегрированием уравнения неразрывности:

$$\rho_i(t + \Delta t) = \rho_i(t) - \rho_i(t) \operatorname{div} \vec{u} \, \Delta t \, .$$

Аналогично пересчитываются значения скорости и энергии. По найденному значению скоростей вычисляют новые координаты частицы. Очевидное преимущество изложенного метода состоит в том, что здесь отсутствует проблема смешанных ячеек. В методе Харлоу такая трудность возникает, когда в одной ячейке находится несколько частиц разного сорта. Процедура расчета давления при этом существенно усложняется. Главное же достоинство метода индивидуальных частиц состоит в том, что здесь существенно меньшую роль играют флуктуации частиц.

От идеи дискретного перераспределения физических параметров с помощью частиц логично перейти к непрерывному распределению, «размазав» массу по всему объему ячейки и вычисляя переток массы через границы эйлеровых ячеек по тем же закономерностям, что и в случае дискретного набора частиц. В результате сформировался метод «крупных частиц» (потоковый метод). Известны примеры решения с его помощью ряда задач обсуждаемого класса в газодинамической постановке и постановке, учитывающей прочность. Здесь сохраняются трудности реализации граничных условий, присущие эйлеровым методам. В окрестности границы расчетной области требуется введение фиктивных ячеек или спе-

циальная аппроксимация исходных дифференциальных уравнений, что может снижать возможности детализации течения в приграничной зоне. Для устранения этих недостатков предлагается совместный метод потоков и частиц в ячейках, в котором в подобластях расчетной области с однородными характеристиками используются принципы методов «крупных частиц», а в окрестности подвижных свободных и контактных границ – частиц в ячейках. Расчеты показали, что таким образом можно существенно уменьшить нефизические осцилляции параметров (по сравнению с методом частиц в ячейках), сократить объем требуемой памяти вычислительных машин и уменьшить время счета.

Дальнейшим развитием идеи сочетания преимуществ эйлерова и лангранжева подходов стал метод подвижных сеток. В нем границы расчетной области передвигаются вместе с частицами среды (лангранжевы), а внутри областей, ограниченных этими подвижными границами, строится сетка, чаще всего криволинейная и адаптирующаяся к особенностям течения, являющаяся эйлеровой относительно внутренних ячеек. Через ребра (границы ячеек) может происходить переток массы, импульса и энергии. Основная трудность при реализации метода – построение неравномерных сеток внутри областей с криволинейными границами. Алгоритмы построения при помощи квазиконформных отображений или на основе вариационных принципов требуют очень больших затрат времени счета, иногда даже больших, чем необходимо для решения уравнений, описывающих течение среды. Чаще используются более простые и экономичные и более ограниченные по применимости, ориентированные на конкретный круг задач способы построения сеток. Особой тщательности в методе подвижных сеток требует расчет движения свободных и контактных границ. Часто перемещения граничных точек определяются в предположении, что течение близко к одномерному, а граница достаточно гладкая. При конечных деформациях среды и существенно неодномерном характере течения эти условия могут нарушаться. В этих случаях либо используются особенности конкретной задачи, либо привлекаются дополнительные, например физические, соображения, позволяющие все же определять перемещение граничных узлов.

После выбора подхода к описанию (эйлерова, лагранжева, смешанного) необходимо определить способ аппроксимации дифференциальных уравнений. От него во многом зависит точность выполнения законов сохранения, порядок аппроксимации исходных уравнений, степень размазывания сильных разрывов при

сквозном счете и т.д. Одной из наиболее распространенных является конечно-разностная схема «крест». Для двумерных расчетов высокоскоростных процессов в моделях, учитывающих прочность материалов, она впервые применена М. Уилкинсом (методика НЕМР). Схема имеет второй порядок точности, но в приграничных точках из-за необходимости введения фиктивных ячеек порядок аппроксимации снижается до первого. Соотношения Прандтля-Рейса здесь также выполняются с первым порядком точности. При расчетах течений с сильными градиентами физических параметров (ударными волнами) используется тензорная искусственная вязкость. Методика НЕМР получила широкое распространение как за рубежом, так и у нас в стране. Часто она же берется за основу для расчета процессов в материалах с усложненной реологией.

В эйлеровых координатах часто используется схема Лакса-Вендроффа. Она эффективна при решении систем уравнений, допускающих запись в дивергентной форме. Наиболее эффективен двухшаговый вариант схемы, в котором автоматически выполняются законы сохранения. Схема имеет второй порядок точности. Для сквозного счета разрывных решений схемной вязкости недостаточно, поэтому вводится искусственная вязкость специального вида, практически исчезающая в гладкой части решения и существенная на скачках. С помощью схемы Лакса – Вендроффа решались задачи о соударении бойков с преградами конечной толщины. Необходимость введения фиктивных ячеек для аппроксимации граничных условий снижает точность схемы в пограничной зоне до первого порядка. В полностью дивергентном виде уравнения Прандтля-Рейса записаны быть не могут, поэтому поле напряжений приходится определять из решения разностных уравнений с «замороженными» коэффициентами.

Широкое применение в задачах нелинейной механики сплошных сред получил метод конечных элементов. Достаточно часто используется он и в задачах высокоскоростного деформирования. Реализуется этот метод, как правило, в сочетании с лагранжевым описанием. В отличие от статических задач, в данном случае разбиение на элементы осуществляется только в пространственной области, а разрешение процесса по времени сводится к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Основной недостаток метода конечных элементов тот же, что и у любой другой методики, связанной с лагранжевым подходом: искажение формы ячеек (элементов), которое может существенно ограничивать шаг по времени и приводить к росту погрешности расчета в зоне больших деформаций. Следует отметить, что именно с по-

мощью этого метода получено большинство из известных решений трехмерных нестационарных задач, хотя практика расчетов показывает, что и другие методики могут быть обобщены на трехмерный случай с неменьшим эффектом.

Одной из плодотворных идей, используемых при построении разностных схем решения нелинейных гиперболических систем, является проведение расчета каждого временного шага в два этапа (метод дробных шагов, схемы типа «предиктор-корректор»). При расчетах ударно-волновых движений материала удобно на этапе «предиктор» использовать характеристические соотношения, а на этапе «корректор» производить пересчет с помощью интегральных законов сохранения, записанных в конечно-разностной форме, тем самым гарантируя их выполнение. В применении к системам линейных уравнений в частных производных в схемах «предиктор-корректор» на первом этапе создается запас устойчивости численного решения, а на втором обеспечивается аппроксимация исходных уравнений. В более общем случае использование на первом этапе характеристических соотношений позволяет осуществить правильную передачу областей зависимости решения (согласно условию Куранта этого достаточно для устойчивости получаемого решения), а этап «корректор» использует законы сохранения, обеспечивая аппроксимацию. Такой подход реализован и для модели Прандтля-Рейса. На этапе «корректор» здесь использованы уравнения линейной теории упругости с последующим приведением на круг текучести, так как уравнения Прандтля – Рейса не записываются в дивергентной форме даже в случае малых деформаций.

Более сложной модификацией идеи «предиктор-корректор» в применении к нелинейным уравнениям можно считать возникающий независимо и имеющий самостоятельное значение метод распада разрывов (метод Годунова). Здесь на этапе «предиктор» предложено использовать точные решения задачи о распаде разрывов (задачи Римана), происходящих на границах разностных ячеек в предположении, что внутри ячеек параметры среды постоянны. Метод распада разрывов получил широкое распространение как у нас в стране, так и за рубежом. С его помощью рассчитано большое количество трехмерных стационарных и двумерных нестационарных задач газовой динамики. Известны применения метода С.К. Годунова и для решения задач динамики нелинейно-упругих и упругопластических сред. В сложных случаях или при более сложных определяющих уравнениях упругопластического деформирования найти точное решение задач о распаде разрыва не удается. Более

того, уравнения моделей, в которых учитывается зависимость предела текучести от скорости деформации (в том числе и в модели вязкоупругого тела максвелловского типа), в общем случае автомодельных решений, описывающих распад разрыва, не имеют. Выход находят в использовании решения задачи о распаде в звуковом приближении – способ, многократно апробированный в газодинамических задачах. Практика расчетов показывает сохранение в этом случае хорошей точности. По существу, на первом этапе привлекается приближенное решение исходной системы уравнений методом характеристик. Обычно при этом применяются уравнения либо теории упругости, либо газовой динамики, имеющие автомодельные решения. Как обобщение предложен метод, в котором на этапе расчета распада разрывов используется как та, так и другая система уравнений, а конкретный выбор для данной точки среды и момента времени осуществляется из анализа особенностей физического состояния в рассматриваемой пространственно-временной точке. Этот метод, распространенный далее на двумерный случай, в сочетании с подвижными сетками применялся для решения двумерных нестационарных задач. В качестве его достоинств (недостатки ясны из приведенного краткого критического анализа) можно отметить достаточную корректность в передаче области зависимости решения, свойство сохранения монотонности, отсутствие необходимости введения искусственной вязкости.

5.5. ПРИМЕРЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассмотрим теперь примеры решения конкретных задач моделирования воздействия средств поражения на различные объекты (преграды). Напомним, что некоторые примеры уже приведены ранее. В первой главе приводятся результаты численного расчета процесса взрывного нагружения сферической оболочки (рис. 1.10 – 1.20), выполненного методом индивидуальных частиц, а во второй – моделирования работы заряда с трубчатой облицовкой из высокомодульной керамики (рис. 2.24 – 2.32), выполненного на основе этого же метода.

Расчеты процесса кумуляции. Пример расчета процесса кумуляции в заряде с конической облицовкой, проведенного по разработанной М. Уилкинсом программе двумерных расчетов HEMP, базирующейся на лагранжевой методике, приведен на рис. 5.1, где *а* – начальный момент времени и *б* – картина течения через 20 мкс после начала детонации заряда.

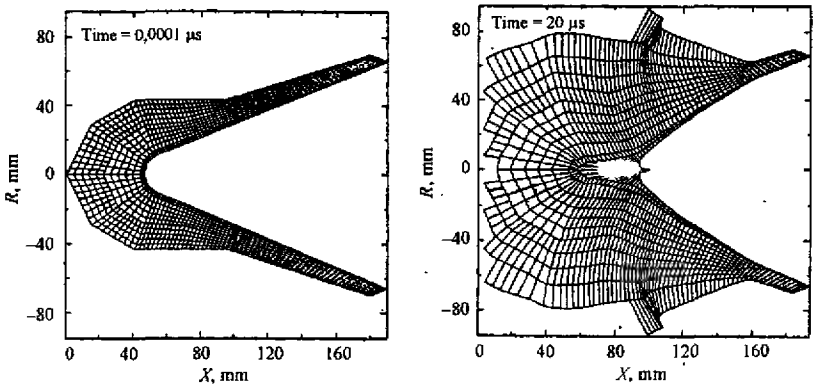


Рис. 5.1. Расчет кумуляции в модели М. Уилкинса:
а – $t = 0$ мкс; *б* – $t = 20$ мкс

Отчетливо прослеживается процесс формирования кумулятивной струи. Хорошо видно также, как сильно деформируются ячейки расчетной сетки в области разлета продуктов детонации. Результат решения аналогичной задачи, полученный на основе смешанного эйлерово-лагранжева варианта метода крупных частиц, показан на рис. 5.2.

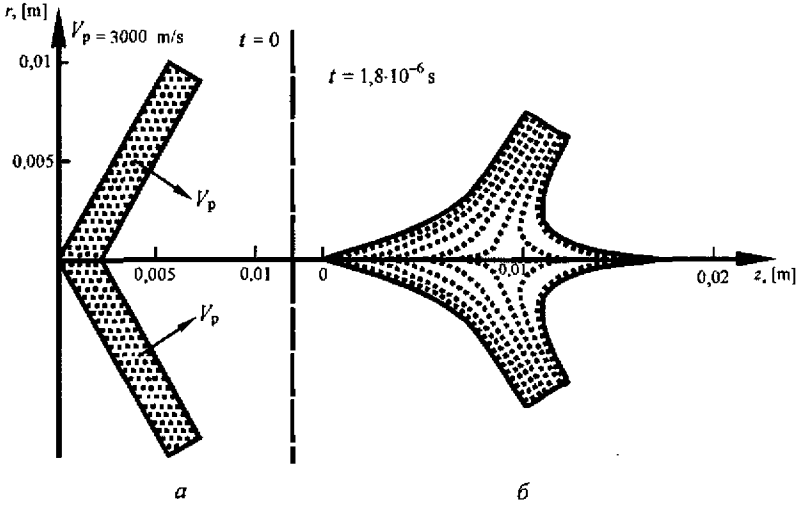


Рис. 5.2. Расчет кумуляции методом крупных частиц

Приведенные данные показывают, что действительно в рамках предложенных моделей процесс формирования кумулятивной струи может быть смоделирован с самого начала.

Рассмотрим также результаты моделирования процесса обратной кумуляции, проведенного с использованием модели вязкоупругого тела максвелловского типа с использованием методов подвижных разностных сеток и соответствующего варианта метода распада разрывов. Физическая постановка задачи ясна из рис. 5.3

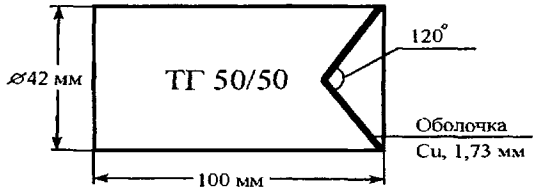


Рис. 5.3. Постановка задачи об обратной кумуляции

Результаты расчета показаны на рис. 5.4, крупная сетка соответствует продуктам детонации взрывчатого вещества, мелкая – деформирующейся медной облицовке.

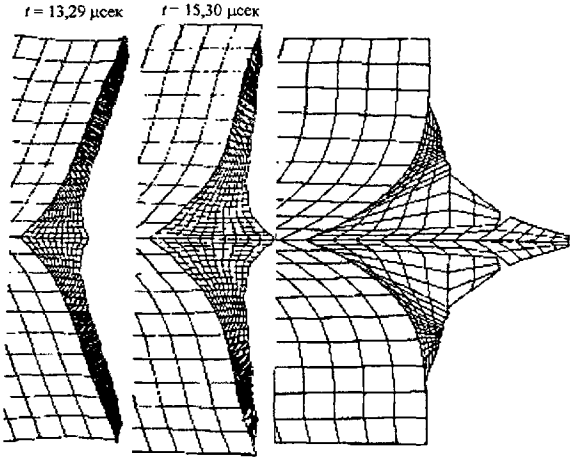


Рис. 5.4. Расчет процесса обратной кумуляции

Сравнение рассчитанной формы облицовки с наблюдавшейся в эксперименте (сплошная и пунктирная линии на рис. 5.5) показывает их хорошее соответствие. Данный расчет послужил основани-

ем для заключения о важности точного учета влияния температуры на сопротивление металла деформированию, так как показал, что незначительные, казалось бы, неточности в учете изменения прочностных свойств могут приводить не только к количественным, но и к качественным расхождениям результатов расчета с экспериментальными данными, т.е. к неверному описанию самого процесса.

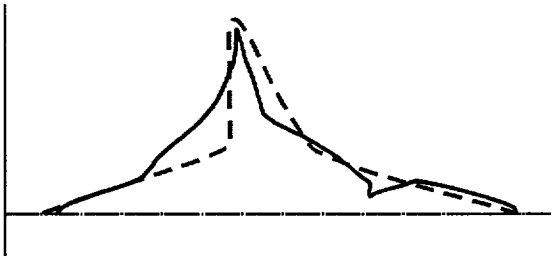


Рис. 5.5. Сравнение рассчитанной и экспериментально наблюдаемой формы облицовки

Расчет пробивания преграды цилиндрическим ударником. Задача о взаимодействии компактного цилиндрического ударника с различными преградами достаточно часто является объектом численных расчетов. Рассмотрим, какие возможности дают в этом случае современные методы моделирования. На рис. 5.6 показан пример расчета методом частиц в ячейках пробивания преграды из алюминия алюминиевым цилиндрическим ударником при скорости удара 15 км/с. Расчет демонстрирует различные стадии взаимодействия ударника с преградой. Получаемые данные позволяют проводить детальный анализ процесса.

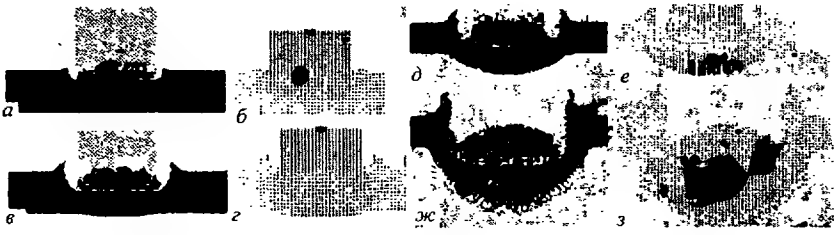


Рис. 5.6. Расчет пробивания преграды цилиндрическим ударником методом частиц в ячейках. Конфигурация ударник-мишень (левые колонки) и поле скоростей: *а, б* – 0,05 мкс; *в, г* – 0,1 мкс; *д, е* – 0,15 мкс; *ж, з* – 0,27 мкс после начала соударения

Проиллюстрируем возможности такого анализа на примере расчета пробивания алюминиевой преграды стальным цилиндрическим телом при относительно небольшой скорости удара V_0 = 1 км/с. Диаметр и высота ударника – 1 см, толщина преграды – 0,5 см, соударение происходит по нормали к поверхности преграды. Математически задача ставится следующим образом: в области $G(t)$ (начальная конфигурация $G(0)$ показана на рис. 5.7) найти решение системы (5.33), отвечающее начальным и граничным условиям:

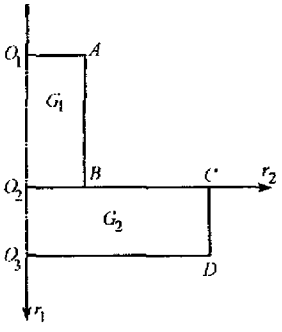


Рис. 5.7. Начальная конфигурация расчетных областей в задаче о пробивании преграды цилиндрическим ударником

при $t = 0$ $\vec{u} = \vec{u}^0 = (V_0, 0)$ для $(r_1, r_2) \in G_1$;

$\vec{u} = 0$ для (r_1, r_2) $\vec{u} = 0 \in G_2$;

$g_{ij} = \delta_{ij}$, T = 293 K для $(r_1, r_2) \in G(0)$

при $(r_1, r_2) \in \Gamma(t)$ $\sigma_n = \sigma_\tau = 0$;

при $(r_1, r_2) \in \Gamma_0(t)$ $\sigma_\tau = u_n = 0$,

где $\Gamma(t)$ – граница области $G(t)$ без части границы $\Gamma_0(t)$, лежащей на оси симметрии, индекс «n» обозначает проекцию на нормаль к границе, «τ» – проекция на касательный вектор. Особо оговорим условия на контактной границе O_2B, эволюционирующей во времени и занимающей положение $\Gamma_1(t)$. Здесь имеем:

$$\text{при } (r_1, r_2) \in \Gamma_1(t), \quad \text{если } \tau < \Delta, \text{ то } u_n^+ = u_n^-, \quad p^+ = p^-;$$

$$\vec{u} = \vec{u}^-, \quad \vec{\sigma}_n^+ = \sigma_n^-, \text{ если } \tau >> 0,$$

где знаки плюс и минус указывают на то, что физические величины берутся по разные стороны границы, $p = -(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$. Это означает, что если в прилежащих $\Gamma_1(t)$ ячейках выполняется условие $\tau < \Delta$, то полагаются равными нормальные к $\Gamma_1(t)$ компоненты скорости и давления (первого инварианта тензора напряжений), в противном случае – равенство вектора скорости и нормального к $\Gamma_1(t)$ напряжения. В первом случае возможно смещение элементов ударяющего тела относительно преграды.

Результаты расчета поставленной задачи приведены на рис. 5.8, где показана деформация ударника и преграды с течением времени. Из эксперимента известно, что при данных условиях соударения реализуется механизм «выбивания пробки», при котором сквозное

пробивание преграды происходит в результате локализованной сдвиговой деформации материала в узкой зоне, примыкающей к краям образующегося отверстия, в то время как деформации остальных частей преграды, в том числе и выбиваемой части, относительно невелики. Наблюдаемая в расчете картина пробивания полностью соответствует этим представлениям.

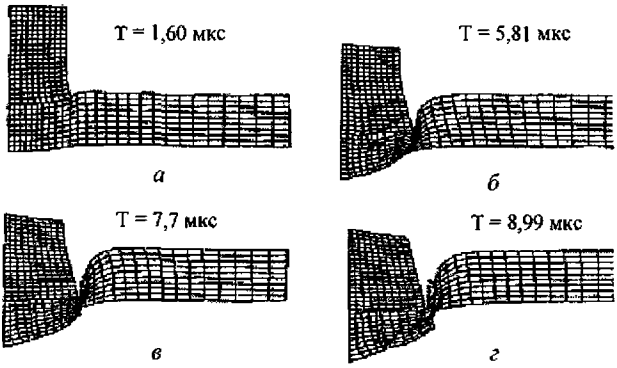


Рис. 5.8. Расчет пробиваиия преграды цилиндрическим ударииком

К моменту $t \approx 5{,}8$ мкс (рис. 5.8,*б*) происходит троекратная циркуляция волн вдоль O_2O_3 и интенсивное течение материала мишени в приосевой зоне. Сопутствующий этому течению сдвиг вдоль линии, проходящей через точку B параллельно оси симметрии, приводит к зарождению трещин продольного сдвига. Первоначально они концентрируются вблизи этой линии в окрестностях точки B, причем это не единичная трещина, как предполагалось в ряде работ, а группа начальных трещин, что по характеру соответствует особенностям вязкого разрушения. Последующее слияние этих трещин приводит к образованию магистральной трещины, отделяющей пробку от мишени.

Приход на O_2B волны разрежения в процессе циркуляции волн вдоль O_2O_3 может вызвать отделение ударника от мишени в части или по всей поверхности контакта. Учет этого эффекта в анализируемом расчете трудностей не представляет, однако при разработке программы сделан не был. Вследствие этого в менее прочном из материалов – алюминии – к моменту времени рис. 5,8,*б* возникает трещина нормального отрыва, параллельная контактной границе между ударником и преградой. На более поздних этапах расчета

отход части пробки от ударника в приосевой зоне становится значительным.

Большие напряжения в окрестности зоны взаимодействия и последующая разгрузка вызывают пластическое растекание нижней части ударника. Боковые волны разрежения вызывают появление сильных растягивающих напряжений σ_{22} в окрестности O_2, что инициирует появление кольцевых трещин даже в прочном стальном ударнике. При распространении ударной волны от O_2 к O_1 ее фронт искривляется и ослабляется к периферии разгрузкой с боковой поверхности AB. В результате точка O_1 испытывает наибольшее торможение по сравнению с остальными точками поверхности AO_1. Диаметр пробиваемой пластины выбран так, что только к моменту времени рис. 5.8,*б* на ее край пришла значительно затухшая волна, вызвавшая незначительное смещение края пластины.

Дальнейшее развитие упоминавшихся эффектов показано на рис. 5.8,*в*. К моменту рис. 5.8,*г* ($t \approx 9$ мкс) пробивание преграды практически завершено, так как пробка полностью выдвинулась за пределы преграды и их взаимодействие прекратилось. Поверхность ударника O_2B с прилегающим к ней рядом ячеек пробки (верхний край образовавшейся трещины) ускорилась в волне разрежения, циркулирующей между поверхностями O_1A и O_2B и произошло смыкание ударника с пробкой. При этом пробке передается дополнительный импульс, что на более поздних стадиях приводит к еще более существенному отделению центральной части пробки от ударника. После прекращения взаимодействия пробки и преграды расчет деформирования преграды был закончен. Далее отслеживалось только деформирование ударника и пробки в свободном полете до тех пор, пока не произошла их встреча со второй, на этот раз медной, преградой, помещенной за первой параллельно ей на расстоянии двух диаметров ударника. Толщина медной преграды также 0,5 см.

Математическая постановка задачи в этом случае аналогична описанной выше для удара по первой преграде. Результаты расчета начального этапа приведены на рис. 5.9, где на рис. 5.9,*а* показаны контуры медной преграды, пробки и ударника к моменту начала взаимодействия пробки с преградой. Здесь стрелками указано поле скоростей в ударнике и пробке. Рисунки свидетельствуют, что, взаимодействуя с преградой, пробка резко тормозится и ударник, вновь догнав ее, начинает воздействовать на пробку, которая в итоге сдавливается между двумя акустически более жесткими и прочными поверхностями. Происходит интенсивное растекание и раз-

рушение пробки, вызванное боковой разгрузкой, рис. 5.9,*г*. Таким образом, материал пробки практически полностью выдавливается из зоны контакта и через некоторое время начинается пробивание медной преграды деформированным стальным ударником.

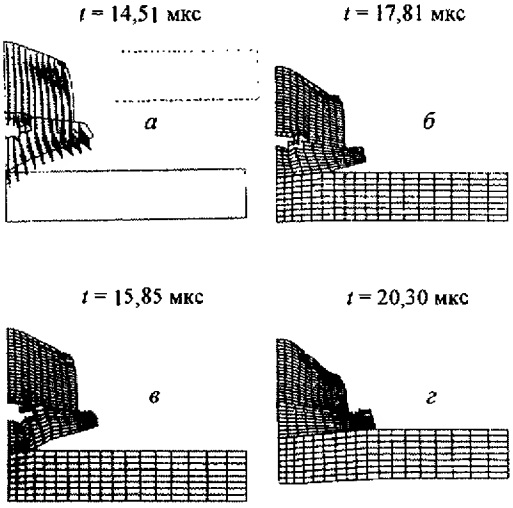


Рис. 5.9. Расчет удара по второй преграде

На основе экспериментов по пробиванию алюминиевых преград стальными ударниками определялась удельная поверхностная энергия разрушения материала преграды q. Считалось, что разность кинетических энергий ударяющего тела до и после пробивания полностью расходуется на деформирование и разрушение преграды в процессе взаимодействия. Нетрудно провести аналогичную оценку и по результатам проведенного расчета. Полная энергия системы до удара равна кинетической энергии ударника и составляет $\approx 3{,}06 \cdot 10^3$ Дж. После удара энергия распределяется между энергией, переданной пробке и ударнику, и энергией деформирования и образования свободной поверхности (отверстия) в преграде Q. Оценим энергию ударника и пробки, считая, что вся она заключена в их кинетической энергии. Используя данные расчета по величине скорости полета ударника и пробки, их массам и размеру образующего отверстия, диаметр которого равен 1,4 см, получаем, что кинетическая энергия ударника и пробки после пробития – $2{,}03 \cdot 10^3$ Дж. В результате удельная потеря энергии в процессе про-

бивания составляет $\approx 4{,}75 \cdot 10^2$ Дж/см^2. Это несколько отличается от величины $q \approx 7 \cdot 10^2$ Дж/см^2, вычисленной по экспериментальным данным. Следует, однако, указать, что экспериментальная оценка несколько завышена, так как при ее получении предполагалось, что оставшаяся после пробивания энергия заключена только в кинетической энергии ударника. Если пересчитать полученные в расчете данные таким образом, то расчетное значение $q \approx 7{,}14 \cdot 10^2$ Дж/см^2 практически совпадает с экспериментальным значением q.

Указанные значения существенно выше величин удельной энергии образования свободной поверхности при хрупком разрушении конструкций под действием взрывных нагрузок, которая для алюминия ≈ 2 Дж/см^2. Такое отличие характерно для хрупкого и вязкого разрушения, осуществляющегося в проанализированном процессе.

Разработаны и используются для расчетов и программы решения задач соударения в полной трехмерной постановке. Пример решения такой задачи показан на рис. 5.10. Использована модель упругопластического тела, решение осуществляется методом конечных элементов.

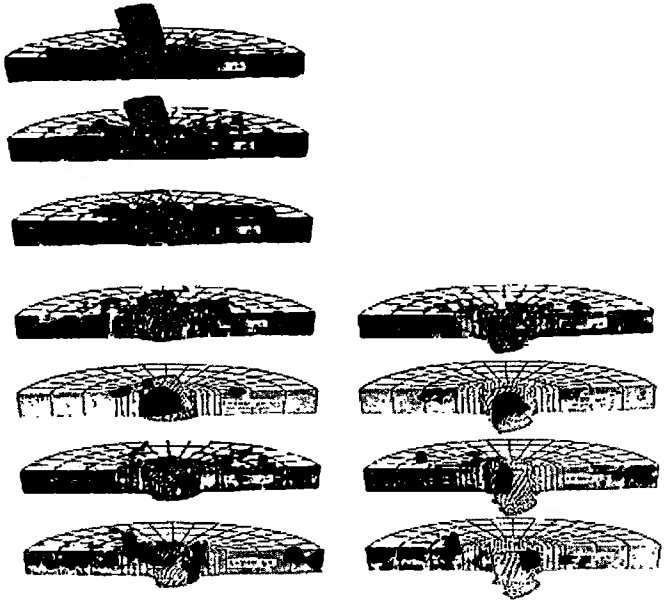


Рис. 5.10 Пример трехмерного расчета пробивания преграды

Численный анализ разрушения шара при соударении с экраном. Другой тип компактных ударников, зачастую рассматривающийся в задачах численного моделирования, – это ударники, имеющие форму шара. Рассмотрим результаты моделирования взаимодействия такого ударника с достаточно тонкой преградой – экраном. Будем анализировать процесс разрушения шара, являющегося следствием взаимодействия при более высокой скорости. Для моделирования использованы та же модель и методы, что и в случае цилиндрического ударника. В общем случае численное моделирование соударения ударника с преградой при встрече под произвольным углом требует решения трехмерной нестационарной задачи, т.е. полной системы уравнений (5.31) с соответствующими начальными и граничными условиями. Возникающие при этом дополнительные вычислительные трудности можно уменьшить, ограничившись двумерной постановкой. В этом случае при ударе не по нормали к поверхности преграды отсутствует осевая симметрия процесса и возможно решение только плоской задачи. Такой подход требует ответа на вопрос о соответствии результатов решения плоской задачи реальному пространственному (трехмерному) процессу. Поэтому для уяснения отличий во взаимодействии шара с преградой при ударе по нормали и под углом сравниваются решения соответствующих плоских задач, а для установления правомерности замены в анализируемом случае пространственной задачи на плоскую сопоставляются решения осесимметричной и плоской задач при ударе по нормали.

Математическая постановка всех трех задач сводится к решению системы (5.31) в плоском и осесимметричном случаях. Расчетная область состоит из шара и преграды или их плоского сечения. Геометрические размеры и физические характеристики шара и преграды и параметры соударения выбраны в соответствии с описанным в литературе экспериментом. В расчете соударения под углом выбран угол φ равный 60°, когда, как следует из эксперимента, анализируемый эффект максимален. В дополнение к условиям на контактной границе, выписанным ранее, ставилось еще одно, по которому при наличии растягивающих напряжений на границе между бойком и преградой происходит их свободное разделение, так что в ходе расчета возможно появление зазора между двумя расчетными областями. Области считались контактирующими (взаимодействующими), если расстояние между их границами было меньше наперед заданной малой величины. Для сохранения порядка аппроксимации на образующейся в ходе расчета сильно неравномерной разностной сетке использовалась модификация ме-

тода распада разрыва с заменой кусочно-постоянного распределения параметров в расчетной области на кусочно-линейное. Через лицевую свободную поверхность мишени был разрешен отток массы; он контролировался и составлял в расчетах величину, сравнимую с потерями, возникающими в осесимметричных расчетах при недивергентной записи эволюционных уравнений.

Результаты решения плоских задач приведены на рис. 5.11, левая колонка рисунков – удар по нормали, правая – под углом; стрелками на некоторых из рисунков показано поле скоростей. Процесс при ударе по нормали можно характеризовать рядом этапов. Ударная волна в прегради очень быстро выходит на тыльную свободную поверхность, и отраженная волна разрежения вызывает

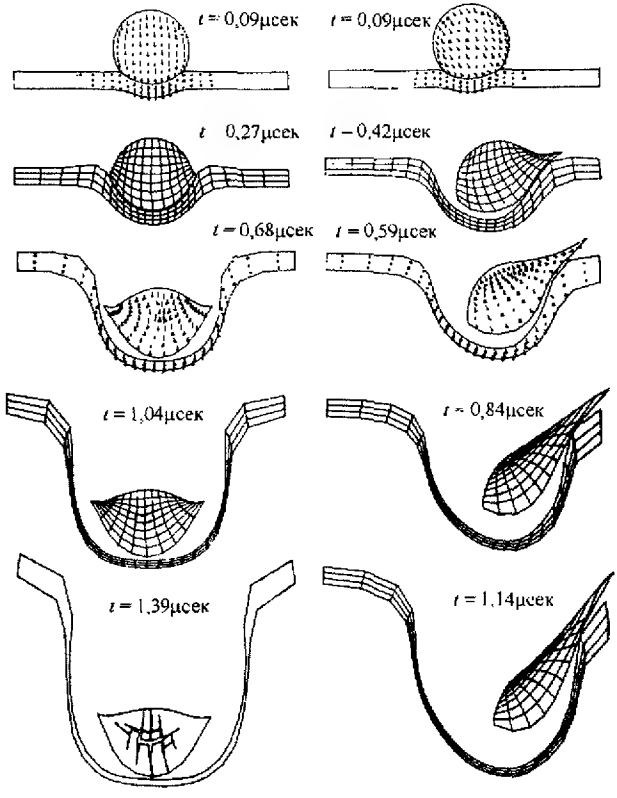
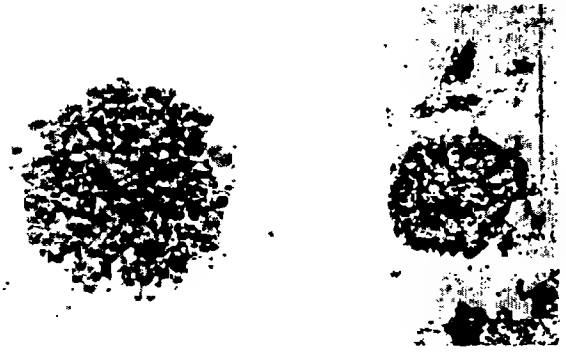


Рис. 5.11. Результаты решения задач об ударе шара по нормали и под углом в плоской постановке. Скорость соударения 5 км/с

движение части преграды. Из-за малой толщины мишени циркуляция волн сжатия и разрежения в ней происходит гораздо быстрее, чем в ударнике. Как известно, для набора максимальной скорости тела, ускоряемой ударной нагрузкой, необходимо приблизительно три циркуляции волн сжатия – разрежения. В итоге взаимодействующая с ударником часть преграды максимально ускоряется к 0,3...0,4 мкс с начала взаимодействия. Так как ее материал имеет меньший акустический импеданс, набираемая преградой к этому моменту и далее скорость больше скорости ударника. Вследствие этого через 0,3...0,4 мкс после начала соударения происходит практически полное отделение преграды от ударника и их контакт не возобновляется до окончания расчета. Время отделения преграды от ударника приблизительно такое же, как и время прохождения возникающей при соударении ударной волны по вертикальному диаметру шара. Таким образом, уже с этого момента в шаре периодически реализуется состояние, близкое к всесторонней разгрузке, при которой происходит фокусировка растягивающих напряжений вблизи центра шара. Как следует из рисунка, уже во время прохождения такой волны разрежения по ударнику в нем образуются микротрещины, которые еще «залечиваются» при смене знака напряжения. Во время третьего цикла разгрузки накопившиеся повреждения вызывают появление трещин, развитие которых приводит к разделению бойка приблизительно к 1,4 мкс.

Иной характер взаимодействия наблюдается при ударе под углом. В этом случае также происходит ускорение части преграды в направлении, перпендикулярном ее поверхности, однако проекция приобретаемой преградой скорости на направление движения ударника меньше скорости самой частицы. В результате физический контакт между шаром и преградой на некотором участке их границ продолжается, по крайней мере, до $t > 1$ мкс (отметим, что изображенный на рисунке зазор является чисто графическим эффектом; в расчете выполняется упоминавшееся выше условие контакта). Это приводит к периодической генерации в зоне контакта волн сжатия, взаимодействие с которыми уменьшает уровень волн разрежения, распространяющихся со свободной части поверхности частицы. Отсутствует в данном случае и фокусировка растягивающих напряжений. Ввиду меньшей интенсивности волн разгрузки, обусловленной перечисленными причинами, накопление повреждений, необходимых для возникновения трещин, происходит значительно медленнее, чем при ударе по нормали. К $t \approx 1{,}2$ мкс даже первоначальные трещины еще не возникли. К этому моменту общий уровень напряжений и их градиентов уже значительно снизился и при происходящем в дальнейшем разрушении частицы обра-

зуются более крупные, чем в случае удара по нормали, осколки. Кроме того, для разрушения требуется большее время, поэтому осколки частицы не успевают разойтись, и удар по экранированной преграде наносится компактным облаком осколков. Таково следующее из расчета качественное объяснение эффекта снижения защитных свойств экрана при ударе под углом, наблюдаемого в экспериментах, Приведенное объяснение полностью согласуется с картиной поражения экранированной мишени (рис. 5.12,*а* – удар по нормали, *б* – под углом $\varphi = 60°$).



а *б*

Рис. 5.12. Картина поражения экранированной мишени при ударе по нормали и под углом: *а* – удар по нормали, *б* – удар под углом $\varphi = 60°$)

Сравнение результатов расчета плоской и осесимметричной задач при ударе по нормали приводится на рис. 5.13: левая колонка – плоский, правая – осесимметричный случаи. Картина процессов, отличаясь деталями деформирования (более широкая каверна в плоском случае, различный характер деформирования шара), близки в передаче особенностей разрушения ударника. Это показывает, что с точки зрения проведенного рассмотрения пространственная задача может быть заменена на плоскую.

При решении данных задач основное внимание уделялось расчету процессов в ударнике, поэтому в преграде использовалась достаточно грубая расчетная сетка, на которой трудно наблюдать детали процесса. В проведенных расчетах разрушения преграды не наблюдается. Однако даже в этом случае просматривается главная особенность разрушения преграды, которое первоначально происходит при ее значительном вытяжении и отрыве части преграды вблизи края отверстия (по данным рентгеновской съемки процесса пробивания). На рисунках видно сильное сужение преграды в этой области (перетяжка), по которой в дальнейшем произойдет разрыв.

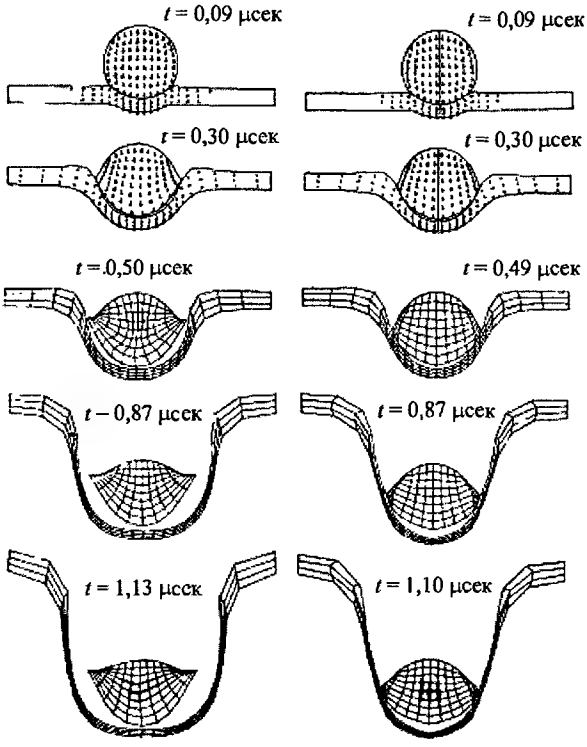


Рис. 5.13. Сравнение результатов решения плоской и осесимметричной задач при ударе по нормали

Пример решения трехмерной задачи о рикошетировании сферического ударника при ударе по преграде под большим углом показан на рис. 5.14. Применялась лагранжева схема расчета.

Расчет пробивания преграды стержнем. По очевидным причинам в ряду задач высокоскоростного соударения изучение пробивания преград стержнем занимает особое место и имеет самостоятельное значение. В предыдущей главе были рассмотрены приближенные методы решения этой задачи, в которых принимаются серьезные упрощающие предположения. Значительное число работ посвящено численному решению задач в двухмерной осесимметричной и трехмерной постановках с использованием обсуждавшихся ранее моделей. Такие расчеты позволяют проанализировать полное напряженно-деформированное состояние преграды и ударника.

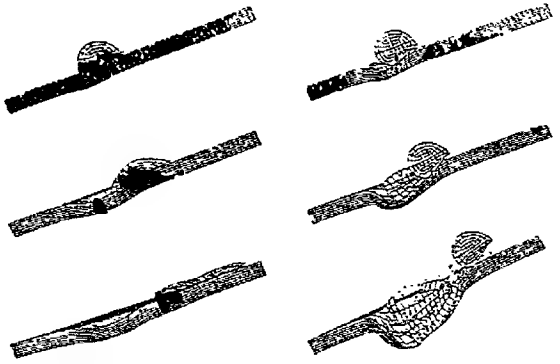


Рис. 5.14. Расчет рикошетирования «мягкой» (левый столбец) и «жесткой» сфер

Рассмотрим задачу о пробивании преграды стержнем в рамках используемой выше модели. Будет считать, что соударение происходит по нормали к поверхности преграды, тогда математически это сводится к решению системы (5.33) с начальными и граничными условиями, отличающимися от поставленных для удара цилиндрическим ударником только значениями геометрических размеров, скорости удара и материалами ударника и преграды. Описываемый расчет проведен для удара стального стержня по стальной преграде со скоростью V_0 = 1,5 км/с; отношение длины стержня l_0 к его диаметру D_c l_0/D_c = 6,0; толщина преграды равна длине стержня, диаметр преграды 1,42 l_0. Условия на контактной границе предусматривают возможность разделения ударника и мишени под действием возникающих растягивающих напряжений.

В начальный момент при ударе плоского торца стержня по поверхности преграды реализуются условия плоского соударения и параметры возникающих при этом ударных волн легко рассчитываются по известной ударной адиабате материала. На оси стержня эти параметры будут сохраняться в течение промежутка времени $t_c = D_c/2C_l$, C_l – скорость звука в материале стержня. Далее разгрузка с боковой поверхности меняет характер деформирования стержня, и становится существенным влияние радиальных волн разрежения на весь процесс. Величину t_c естественно считать характерным временем процесса.

Результаты расчета приведены на рис. 5.15. Конфигурации полей течений соответствуют временам с начала процесса, равным

t/t_c = 4,4; 7,75; 14,8; 27,5; 30; 38,2; 43,5; 51,1; 59; 63; 67; 75. Как и на предыдущих рисунках, иллюстрирующих двумерные расчеты, показаны деформация расчетной сетки, пунктирные и сплошные линии – первоначальные микротрещины и разрывы сплошности (трещины). Начальный этап внедрения характеризуется существенным деформированием головной части стержня, приобретающей в итоге грибообразную форму. Радиальные волны раз-

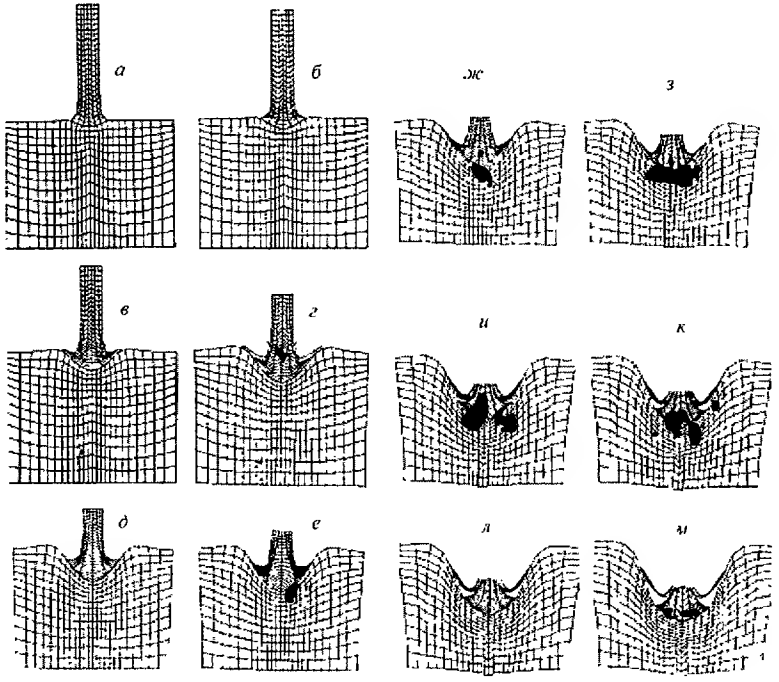


Рис. 5.15. Расчет пробивания преграды стержнем

режения в стержне вызывают появление системы кольцевых трещин. Края головной части периодически отрываются, что соответствует реальному выбросу части материала внедряющегося стержня. Как и в расчете пробивания преграды шаром, ввиду грубости использования разностной сетки и разрешения оттока массы, «усы» на краю образующейся в преграде каверны не выявляются. Преграда имеет конечные сравнимые с D_c размеры, а процесс внедрения длится достаточно долго, поэтому на поздних стадиях происходит

заметная радиальная деформация краев каверны и верхней части преграды, вызванная радиальной разгрузкой. Эти же волны разгрузки, фокусируясь на оси мишени, приводят к возникновению разрыва материала и появлению вертикальной трещины, выходящей на тыльную свободную поверхность. В расчете этот наблюдавшийся в экспериментах эффект проявляется в форме кольцевой трещины, отстоящей от оси симметрии на одну расчетную ячейку. Дело в том, что при постановке граничных условий в данном расчете не была предусмотрена возможность возникновения разрушений на оси симметрии, в результате чего трещина возникла на ближайшей к оси поверхности.

При распаде разрыва на контактной поверхности в момент соударения нормальное напряжение $\sigma_{11}^0 = 293{,}1$ ГПа, массовая скорость $u_k = 0{,}75$ км/с. На оси симметрии эти значения параметров сохраняются в течение $t \le t_c$, после чего состояние на всей контактной поверхности изменяется под влиянием радиальной разгрузки. В приближенных рассмотрениях далее постулируется стационарность условий проникания. По гидродинамической струйной теории в этом случае скорость проникания также равна $V_0/2$, а давление (напряжение) в точке пересечения контактной поверхности с осью симметрии определяется из интеграла Бернулли и равно $\rho_0 u_k^2/2$, что для принятых условий соударения дает величину $\sigma_{11}^1 = 22{,}05$ ГПа. Динамика расчетных значений кинематических характеристик во времени показана на рис. 5.16, где кривая *1* – отношение скорости в точке пересечения тыльной торцевой поверхности стержня с осью симметрии u_x к V_0; *2* – отношение скорости в точке пересечения контактной поверхности с осью симметрии u_k к V_0; *3* – отношение текущего значения длины стержня l к l_0; *4* – $(u_x/V_0)^2$. Как следует из расчетных данных, скорость u_x, которую можно отождествлять со скоростью недеформируемой части стержня, достаточно долго – до $t \le (40-45)\,t_c$ – близка к постоянной. В то же время ско-

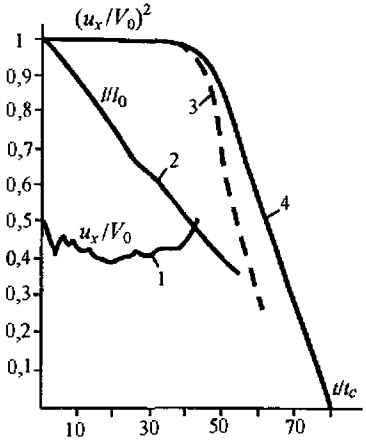


Рис. 5.16. Сравнение полученных данных с результатами расчета по гидродинамической модели

рость внедрения (скорость перемещения контактной поверхности стержня-преграды) непрерывно меняется под действием радиальных и осевых волн сжатия и разрежения, причем эти изменения носят немонотонный характер. Привлекает внимание резкое кратковременное возрастание u_k при $t/t_c \approx 43$, которое связано с приходом второй волны разгрузки с тыльной поверхности мишени. Среднее значение u_k на расчетном промежутке времени $\approx 0{,}42\ V_0$. Начиная с $t > 45\ t_c$, происходит быстрое, практически линейное уменьшение u_x.

Приведенный простой анализ скоростных параметров процесса показывает, что предположение о существовании стационарной стадии внедрения стержня в преграду можно принимать, только пренебрегая колебаниями скорости ~ 20 %. При этом нетрудно убедиться, что даже при учете торможения стержня в процессе проникания рассмотрение на основе гидродинамической теории несжимаемой жидкости приводит к противоречию. В таком случае

$$\frac{l}{l_0} = \left(\frac{u_x}{V_0}\right)^{2k_c},$$

где $k_c = \sqrt{\rho_c / \rho_n}$, ρ_c, ρ_n – плотность материала стержня и преграды соответственно. В рассматриваемой задаче $k_c = 1$. Сравнение l/l_0 с $(u_x/V_0)^2$, производимое на рис. 5.16 (кривые *3* и *4*), показывает существенное различие этих величин на всем промежутке времени, кроме $t = 0$.

На рис. 5.17 показано изменение осевого напряжения в точке пересечения контактной поверхности с осью симметрии σ_{11}, отнесенного к σ_{11}^1, с течением времени. Оно характеризуется резким падением от возникающего в начальный момент значения σ_{11}^0 до величин, существенно меньших рассчитанного по одномерному стационарному приближению σ_{11}^1, показанного пунктирной линией *1* на рис. 5.17. Пунктирной линией *2* отмечено значение на-

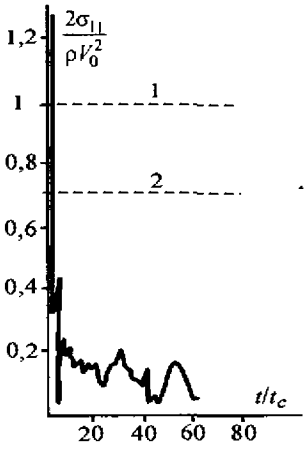


Рис. 5.17. Сравнение динамики осевого напряжения, рассчитанного по максвелловской и гидродинамической моделям

пряжения, вычисленное в гидродинамическом приближении, как и σ_{11}^{1}, с u_k, равным среднему значению скорости проникания, полученному в проведенном численном расчете. И эта величина далека от реально наблюдаемых в расчете значений σ_{11}.

Рассчитанная по скорости проникания, взятой из упоминавшегося выше гидродинамического одномерного представления, зависимость роста глубины каверны h_c в преграде от времени сравнивается с этим же параметром, полученным в численном расчете, на рис. 5.18 (прямая *1* и точки соответственно). Прямая *2* аппроксимирует результаты численного расчета, пунктиром указано отклонение расчетных данных от аппроксимирующей прямой. Приведенные зависимости показывают, насколько сильно отклоняются результаты при учете реальных свойств материалов и особенностей, связанных с нестационарностью процесса, от расчета по приближенной одномерной гидродинамической (струйной) модели.

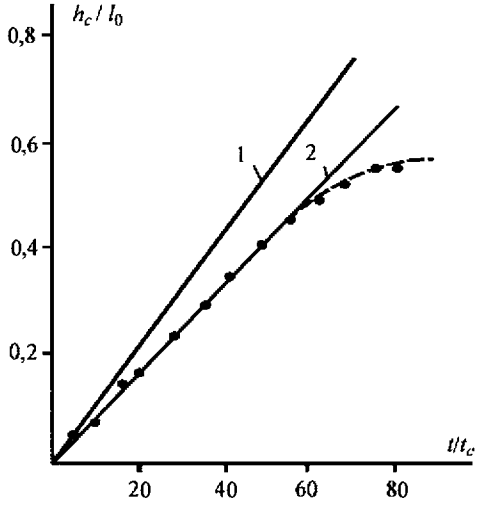


Рис. 5.18. Сравнение глубины каверны в расчете по максвелловской и гидродинамической моделям

5.6. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. На чем базируется численное моделирование комплекса задач об оценке эффективности функционирования средств поражения и боеприпасов?

2. Какие данные необходимы для построения физических моделей поведения материалов при воздействии интенсивных динамических нагрузок?

3. Какая фундаментальная гипотеза чаще всего используется при построении физических моделей деформирования материалов?

4. Какой математический аппарат применяется при постановке и решении задач об оценке эффективности функционирования средств поражения и боеприпасов?

5. Какие типы координат используются при решении задач об оценке эффективности функционирования средств поражения и боеприпасов?

6. На чем базируется подход Эйлера к выбору системы отсчета?

7. На чем базируется подход Лагранжа к выбору системы отсчета?

8. Как связаны эйлеровы и лагранжевы системы координат?

9. Как осуществить переход от эйлеровой к лагранжевой системе координат?

10. Как осуществить переход от лагранжевой к эйлеровой системе координат?

11. Что такое индивидуальный (материальный) объем?

12. Для каких областей формулируются законы сохранения в механике сплошной среды?

13. Как определяется плотность вещества?

14. Чем отличаются уравнения движения газообразных сред от уравнений движения тел, обладающих прочностью?

15. Что такое определяющие уравнения?

16. Что такое уравнения состояния?

17. Какие состояния реализуются в твердом теле в процессе деформирования под действием интенсивных динамических нагрузок?

18. Чем определяются отличия в свойствах и поведении конденсированных сред от поведения газообразных сред?

19. Какие требования предъявляются к моделям, описывающим поведение сплошных сред при воздействии интенсивных динамических нагрузок?

20. Какие основные подходы используются при построении моделей, описывающих поведение сплошных сред при воздействии интенсивных динамических нагрузок?

21. На чем базируется макроскопический подход к построению моделей, описывающих поведение сплошных сред при воздействии интенсивных динамических нагрузок?

22. На чем базируется микроскопический подход к построению моделей, описывающих поведение твердых тел при воздействии интенсивных динамических нагрузок?

23. Какова область применения модели упругой среды в рассматриваемом классе задач?

24. Какие постоянные характеризуют изотропное упругое тело?

25. С какими скоростями распространяются малые возмущения в изотропном упругом теле?

26. Какова область применения гидродинамических моделей в рассматриваемом классе задач?

27. В чем состоит особенность определяющих уравнений для гидродинамических сред?

28. На каких физических представлениях базируется уравнение состояния Ми – Грюнайзена?

29. Сколько подгоночных констант содержится в уравнении состояния Тиллотсона?

30. Сколько подгоночных констант содержится в уравнении состояния Осборна?

31. В чем суть принципа эквивалентности, сформулированного на основе расчетов в рамках гидродинамического подхода?

32. Какие основные классы теорий пластичности используются при решении практических задач?

33. На какой гипотезе базируются деформационные теории пластичности?

34. На какой гипотезе базируются теории пластического течения?

35. На чем основаны микроскопические теории деформирования твердых тел?

36. Что такое соотношение Орована?

37. В чем особенности максвелловского подхода к описанию необратимого деформирования?

38. Как в модели вязкоупругого тела максвелловского типа совмещаются принципы макроскопического и микроскопического подходов к описанию необратимого деформирования?

39. Как в модели вязкоупругого тела максвелловского типа связывают напряжения и деформации?

40. Какие тензоры конечных деформаций применяют для описания деформирования твердых тел?

41. В чем состоят особенности уравнения состояния для модели вязкоупругого тела максвелловского типа?

42. Что такое время релаксации касательных напряжений?

43. На основе чего строится зависимость, связывающая время релаксации касательных напряжений с параметрами, характеризующими состояние среды?

44. Что такое явные численные методы решения систем дифференциальных уравнений?

45. Что такое неявные численные методы решения систем дифференциальных уравнений?

46. В чем состоят принципы построения характеристических численных методов решения?

47. В чем заключаются преимущества эйлеровых численных схем?

48. В чем заключаются недостатки эйлеровых численных схем?

49. В чем заключаются преимущества лагранжевых численных схем?

50. В чем заключаются недостатки лагранжевых численных схем?

51. Чем руководствуются при выборе между лагранжевыми и эйлеровыми схемами?

52. В чем заключаются особенности гибридных схем численного решения?

53. Как гибридные схемы реализуют преимущества эйлерова и лагранжева подходов?

54. В каком методе была впервые реализована идея построения гибридных схем?

55. В рамках какой модели реализован метод М. Уилкинса?

56. Какие методы численного решения задач механики сплошных сред вы знаете?

57. В чем заключаются особенности методов типа «предиктор-корректор»?

58. На чем базируется метод С.К. Годунова?

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 5

1. *Седов Л.И.* Механика сплошной среды. Т.1. – М.: Наука, 1970. – 492 с.

2. *Овсянников Л.В.* Лекции по основам газовой динамикн. – М.: Наука, 1981. – 368 с.

3. *Качанов Л.М.* Основы теорни пластичности. – М.: Наука. –1969. – 420 с.

4. *Годунов С.К.* Элементы механики сплошной среды. – М.: Наука. – 1978. – 304 с.

5. *Вычислительные* методы в гидроднамике / Ред. Б. Олдер, С. Фернбах., М. Ротенберг; Пер. с англ. – М.: Мир, 1967. – 383 с.

6. *Высокоскоростные* ударные явления. – М.: Мир, 1973. – 533 с.

7. *Численное* решение многомерных задач газовой днамики / Под ред. С.К. Годунова. – М.: Наука. – 1976. – 400 с.

8. *Мержиевский Л.А.* Метод расчета течений вязкоупругой среды // Динамика сплошной среды. – Новоснбирск, ИГ СО АН СССР. –1980. Вып. 45. – С. 141 – 151.

9. *Мержиевский Л.А., Шамонин С А.* Построение зависимости времени релаксации касательных напряжений от параметров состояния среды // ПМТФ. – 1980. – № 5. – С. 170 – 179.

10. *Мержиевский Л.А.* Трехмерное обобщение упругопластической модели Д.Д. Гилмана // Динамика сплошной среды. –Новосибирск, ИГ СО АН СССР. – 1983. – Вып. 59. – С. 158 – 163.

11. *Мержиевский Л.А., Реснянский А.Д.* Примененне метода подвижных сеток в задачах разрушения твердых тел // Динамнка сплошной среды. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1984. – Вып. 66. – С. 150 – 157.

12. *Мержиевский Л.А., Реснянский А.Д.* Численное моделирование пробивания преград цилиндрическим ударником//Механика быстропротекающих процессов. – Новосибирск. – 1984. – С. 86 – 91.

13. *Мержиевский Л.А., Реснянский А.Д.* Численное моделирование деформирования и разрушения пологой конической облицовки // ФГВ. – 1987. – Т. 23. – № 2. – С. 102 – 110.

14. *Мержиевский Л.А., Реснянский А.Д.* Численный анализ аномалии защитных свойств тонкого экрана при ударе под углом // ФГВ. – 1993. – Т. 29. – № 6. – С. 81 – 87.

15. *Merzhievsky L.A., Resnynsky A.D.* The role of numerical simulation in the study of high-velocity impact//Inter. Journal of Impact Engineering. – 1995. – V. 17. – P. 559 – 570.

16. *Агурейкин В.А., Крюков Б.П.* Метод индивидуальных частиц для расчета течеиий многокомпонентных сред с большими деформациями // Чнсленные методы механики сплошной среды. –Новосибирск. – 1986. – Т. 17. – № 1. – С. 17 – 31.

П.1. СВЕДЕННЫЕ СРЕДИННЫЕ ОШИБКИ ПРИ СТРЕЛЬБЕ ДИВИЗИОНОМ ПОСЛЕ ПОЛНОЙ ПОДГОТОВКИ ИСХОДНЫХ ДАННЫХ

Таблица П.1.1

Сведенные срединные ошибки при стрельбе дивизионом после полной подготовки исходных данных

Вид артиллерийской системы	Дальность стрельбы, % от D_m	E_{xo}, %D	E_{yo}, дел. угла	$B_д$, %D	$B_б$, дел. угла
Нарезные орудия с $V_0 > 400$ м/с	20	2,76	7,3	0,82	2,2
	30	1,64	5,0	0,59	2,1
	40	1,16	3,9	0,51	1,8
	50	0,99	3,3	0,46	1,8
	60	0,91	3,0	0,45	1,7
	70	0,86	2,8	0,46	1,6
	80	0,84	2,8	0,46	1,7
	90	0,85	3,0	0,46	1,7
	100	0,86	3,2	0,47	1,7
Нарезные орудия с $V_0 < 400$ м/с	20	3,69	15,1	0,71	3,0
	30	2,01	9,7	0,53	2,6
	40	1,53	7,6	0,48	2,3
	50	1,29	6,0	0,48	2,2
	60	1,17	5,1	0,47	2,0
	70	1,09	4,3	0,48	2,0
	80	1,04	4,0	0,49	1,9
	90	1,03	3,7	0,51	1,9
	100	1,03	3,7	0,55	1,9
Минометы	40	2,49	15,6	1,14	9,1
	50	1,83	12,9	0,94	6,7
	60	1,50	10,7	0,85	6,0
	70	1,33	8,6	0,81	5,9
	80	1,20	7,9	0,77	5,2
	90	1,08	7,7	0,77	5,0
	100	1,02	5,3	0,77	4,0

При использовании данных этой таблицы следует иметь в виду, что дальности стрельбы выражены в процентах максимальной дальности стрельбы, отвечающей наивыгоднейшему заряду артиллерийской системы. Пусть, например, стрельба дивизиона ведется из 122-мм гаубиц обр. 1938 года на дальность 8 км. Для этих усло-

вий сведенные срединные ошибки находят следующим образом. В соответствии с таблицами стрельбы 122-мм гаубицы для дальности 8 км выбирают второй заряд, при котором максимальная дальность D_m = 9,72 км. Следовательно, дальность D = 8 км составляет 82 % от D_m, а поскольку для второго заряда $V_0 > 400$ м/с, из табл. 1 получаем $E_{x0} = 0{,}84 \cdot 0{,}01D = 0{,}84 \cdot 80 \approx 67$ м. Аналогично находим $E_{y0} = 2{,}84 \cdot 0{,}001\ D = 2{,}84 \cdot 8 \approx 23$ м. $B_д = 0{,}46 \cdot 80 \approx 37$ м; $B_б = 1{,}7 \cdot 8 \approx 14$ м.

Абсолютные погрешности в расчетах эффективности из-за использования сведенных срединных ошибок вместо характеристик действительной системы ошибок весьма незначительны – меньше 0,01...0,02 при поражении как элементарных целей, так и площадных и групповых объектов.

П.2. ЗНАЧЕНИЯ ПРИВЕДЕННОЙ ФУНКЦИИ ЛАПЛАСА

Таблица П.2.1

Значения приведенной функции Лапласа при различных значениях аргумента

x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,0	0,0000	0054	0108	0161	0215	0269	0323	0377	0430	0484
0,1	0538	0591	0645	0699	0752	0806	0859	0913	0966	1020
0,2	1073	1126	1180	1233	1286	1339	1392	1445	1498	1551
0,3	1603	1656	1709	1761	1814	1866	1918	1971	2023	2075
0,4	2127	2179	2230	2282	2334	2385	2436	2488	2539	2590
0,5	2641	2691	2742	2793	2843	2893	2944	2994	3044	3093
0,6	3143	3192	3242	3291	3340	3389	3438	3487	3535	3584
0,7	3632	3680	3728	3775	3823	3870	3918	3965	4012	4059
0,8	4105	4152	4198	4244	4290	4336	4381	4427	4472	4517
0,9	4562	4604	4651	4695	4739	4783	4827	4870	4914	4957
1,0	5000	5043	5085	5128	5170	5212	5254	5295	5337	5378
1,1	5419	5459	5500	5540	5581	5620	5660	5700	5739	5778
1,2	5817	5856	5894	5932	5970	6008	6046	6083	6120	6157
1,3	6194	6231	6267	6303	6339	6375	6410	6445	6480	6515
1.4	6550	6584	6618	6652	6686	6719	6753	6786	6818	6851
1.5	6883	6915	6947	6979	7011	7042	7073	7104	7134	7165
1,6	7195	7225	7255	7284	7313	7342	7371	7400	7428	7457
1,7	7485	7512	7540	7567	7594	7621	7648	7675	7701	7727

Окончание табл. П.2.1

x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1,8	7753	7778	7804	7829	7854	7879	7904	7928	7952	7976
1,9	8000	8023	8047	8070	8093	8116	8138	8161	8183	8205
2,0	8227	8248	8269	8291	8312	8332	8353	8373	8394	8414
2,1	8433	8453	8473	8492	8511	8530	8549	8567	8585	8604
2,2	8622	8639	8657	8674	8692	8709	8727	8742	8759	8775
2,3	8792	8808	8824	8839	8855	8870	8886	8901	8916	8930
2,4	8945	8959	8974	8988	9002	9016	9029	9043	9056	9069
2,5	9082	9095	9108	9120	9133	9145	9157	9169	9181	9193
2,6	9205	9216	9228	9239	9250	9261	9272	9282	9293	9303
2,7	9314	9324	9334	9344	9354	9363	9373	9382	9392	9401
2,8	9410	9419	9428	9437	9445	9454	9462	9471	9479	9487
2,9	9495	9503	9511	9518	9526	9533	9541	9548	9555	9562
3,0	9569	9567	9583	9590	9596	9603	9609	9616	9622	9628
3,1	9634	9640	9646	9652	9658	9663	9669	9674	9680	9685
3,2	9691	9696	9701	9706	9711	9716	9721	9725	9730	9735
3,3	9739	9744	9748	9753	9757	9761	9765	9769	9773	9777
3,4	9781	9785	9789	9793	9796	9800	9803	9807	9810	9814
3,5	9817	9820	9824	9827	9830	9833	9836	9839	9842	9845
3,6	9848	9851	9853	9856	9859	9861	9864	9866	9869	9871
3,7	9874	9876	9879	9881	9883	9885	9888	9890	9892	9894
3,8	9896	9898	9900	9902	9904	9905	9907	9909	9911	9913
4,0	9930	9943	9953	9962	9970	9976	9980	9984	9987	9990
5,0	9992	9994	9995	9996	9997	9997	9998	9998	9999	9999

П.3. ОСНОВНЫЕ СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ И СВЯЗЬ МЕЖДУ НИМИ

Впервые понятие системы единиц физических величин было введено немецким математиком К. Гауссом в 1832 г. Идея Гаусса состояла в следующем. Сначала выбирается несколько величин, независимых друг от друга. Величины эти называют основными, а их единицы – основными единицами системы единиц. Основные величины выбираются так, чтобы, пользуясь формулами, выражающими связь между физическими величинами, можно было образовать единицы других величин. Единицы, полученные с помощью

формул и выраженные через основные единицы, Гаусс назвал производными единицами. Пользуясь своей идеей, Гаусс построил систему единиц магнитных величин. За осиовиые единицы этой системы были приняты: миллиметр – единица длины, миллиграмм – единица массы, секунда – единица времени. Хотя система Гаусса не получила широкого распространения из-за малого размера основных единиц, идеи Гаусса оказались весьма плодотворными. Все последующие системы единиц строились на предложенных им принципах.

В настоящее время на практике чаще всего применяются три системы единиц: СГС, МКГСС и СИ.

Система СГС существует более ста лет и чрезвычайно широко используется как в научных исследованиях, так и в некоторых инженерных областях. Она построена на основе системы величин *LMT*. Основные единицы системы СГС: сантиметр (см) – единица длины *L*, грамм (г) – единица массы *M*, секунда (с) – единица времени *T*. В системе СГС с использованием указанных трех основных единиц установлены производные единицы механических и акустических величин. С использованием единицы термодинамической температуры – кельвин (К) – и единицы силы света – кандела (кд) – система СГС распространяется на область тепловых и оптических величин. С использованием единицы светового потока – люмен (лм) – и единицы количества вещества – моль (моль) – система СГС распространяется на области светотехники и молекулярной физики и т. д. Для измерения электромагнитных величин на осиове системы СГС с использованием ее трех основных единиц (сантиметр, грамм, секунда) получены три системы единиц: электростатическая система единиц – система СГСЭ, электромагнитная система единиц СГСМ, и симметричная система единиц СГС. При построении системы СГСЭ в качестве первой производной электрической единицы вводится единица электрического заряда с использованием закона Кулона в качестве определяющего уравнения. При этом абсолютная диэлектрическая проницаемость рассматривается как безразмерная электрическая величина. Как следствие этого в некоторых уравнениях, связывающих электромагнитные величины, появляется в явном виде корень квадратный из скорости света в вакууме. При построении системы СГСМ в качестве первой производной электрической единицы вводится единица силы тока с использованием закона Ампера в качестве определяющего уравнения. При этом абсолютная магнитная проницаемость рассматрива-

ется как безразмерная величина. В связи с этим в некоторых уравнениях, связывающих электромагнитные величины, появляется в явном виде корень квадратный из скорости света в вакууме. Симметричная система единиц является совокупностью систем СГСЭ и СГСМ. В этой системе в качестве единиц электрических величин используются единицы системы СГСЭ, а в качестве единиц магнитных величин – единицы системы СГСМ. В результате комбинации двух систем в некоторых уравнениях, связывающих электрические и магнитные величины, появляется в явном виде скорость света в вакууме. Основным достоинством системы СГС является логичность и последовательность ее построения. Главный недостаток системы СГС состоит в том, что подавляющее большинство ее единиц непосредственно на практике не применяется.

Система МКГСС. Система единиц МКГСС построена на основе системы величин *LFT*. Основные ее единицы: метр (м) – единица длины L, килограмм-сила (кгс) – единица силы F, секунда (с) – единица времени T. Килограмм-сила – сила равная весу тела массой 1 кг при нормальном ускорении свободного падения $g_0 = 9{,}80665$ м/с^2. Эта единица силы, а также некоторые производные единицы системы МКГСС оказались удобными при применении их в технике. Поэтому система получила широкое распространение в механике, теплотехнике и ряде других областей. Главный недостаток системы МКГСС – ограниченная область возможного применения – только для механических измерений. Недостатков у этой системы много, например такой, казалось бы, второстепенный как отсутствие специального названия для единицы массы (обычно эту единицу обозначают т.е.м. – техническая единица массы), и вследствие этого вечная путаница между килограмм-силой и килограммом – единицей массы. Если в обиходе, пользуясь весами и определяя вес какого-либо товара, мы в действительности интересуемся массой, то распространенная в соответствующих областях «весовая» терминология («весовой» расход жидкости и т.п.) совершенно недопустима.

Международная система единиц построена на основе системы величин *LMTΘJN*. Основными единицами СИ являются: метр (м) – единица длины L, килограмм (кг) – единица массы M, секунда (с) – единица времени T, ампер (А) – единица силы тока I, кельвин (К) – единица термодинамической температуры Θ, кандела (кд) – единица силы света J, моль (моль) – единица количества вещества N. Дополнительными единицами являются плоский угол – единица угла ра-

диан (рад), телесный угол – единица телесного угла стерадиан (ср). Производные единицы: сила – ньютон (1 Н = 1 кг·м·с$^{-2}$); энергия – джоуль (1 Дж = 1 Н·м); мощность – ватт (1 Вт = 1 Дж·с$^{-1}$); электрический заряд – кулон (1 Кл = 1 А·с); электрический потенциал – вольт (1 В = 1 Дж·Кл$^{-1}$); электрическое сопротивление – ом (1 Ом = = 1 В·А$^{-1}$); электрическая емкость – фарада (1 Ф = 1 Кл·В$^{-1}$ = 1 с·Ом$^{-1}$); магнитный поток – вебер (1 Вб = 1 В·с); магнитная индукция – тесла (1 Т = 1 Вб·м$^{-2}$); индуктивность – генри (1 Г = 1 В·с·А$^{-1}$ = 1 Ом·с); частота – герц (1 Гц = 1 с$^{-1}$); температура – градус Цельсия (°С); световой поток – люмен (1 лм = 1 кд·ср); освещенность – люкс (1 лк = = 1 лм·м$^{-2}$). Международная система имеет несомненные преимущества по сравнению со всеми существующими системами единиц. Она универсальна, т.е. охватывает все области измерений. Семь ее основных единиц позволяют образовывать единицы для любых физических величин во всех областях науки и отраслях техники. Международная система является когерентной системой, что позволяет максимально упростить расчетные формулы за счет освобождения их от переводных коэффициентов. Как основные, так и подавляющее большинство производных единиц СИ по своему размеру удобны для практического их применения. Многие производные единицы Международной системы (ватт, ампер, вольт, ом и др.) задолго до ее введения нашли широкое распространение. Основная трудность при построении системы СИ состояла в необходимости «сшить» электрические и магнитные единицы с единицами механическими. Достигнуто это было путем введения двух постоянных – электрической (ε_0) и магнитной (μ_0). В результате до некоторой степени утратилась наглядность записи уравнений электромагнитного поля и в особенности теории относительности.

Внесистемные единицы. Несмотря на определенные преимущества, которые дает применение единиц, определяемых той или иной системой, до настоящего времени широко распространены различные единицы, не укладывающиеся ни в одну из систем. От многих из них нельзя отказаться ввиду удобства их применения в определенных областях, другие сохранились в силу исторических традиций.

Среди внесистемных единиц в первую группу должны быть выделены десятичные кратные и дольные единицы. Наименование этих единиц образуется с помощью соответствующих приставок (деци-, санти-, милли-, дека-, гекто-, кило- и т.п.). Перечень этих приставок и соответствующие обозначения приведены в табл. П.3.1.

Таблица П.3.1

Множители и приставки для образования десятичных кратных и дольных единиц

Множитель	Приставка	Обозначение приставки		Множитель	Приставка	Обозначение приставки	
		международное	русское			международное	русское
10^{18}	экса	E	Э	10^{-1}	деци	d	д
10^{15}	пета	P	П	10^{-2}	санти	c	с
10^{12}	тера	T	Т	10^{-3}	милли	m	м
10^{9}	гига	G	Г	10^{-6}	микро	μ	мк
10^{6}	мега	M	М	10^{-9}	нано	n	н
10^{3}	кило	k	к	10^{-12}	пико	p	п
10^{2}	гекто	h	г	10^{-15}	фемто	f	ф
10^{1}	дека	da	да	10^{-18}	атто	a	а

Вторую группу внесистемных единиц образуют единицы, построенные из основных единиц системы не по десятичному принципу. К таким в первую очередь относятся единицы времени: минута, час; единицы длины: фут, дюйм и т.п.

Наконец, в третью группу входят единицы, не имеющие связи с единицами установленных систем. К числу таких единиц, в частности, относятся единица количества теплоты – калория, единицы давления – нормальная атмосфера и миллиметр ртутного столба и т.д. Соотношения некоторых внесистемных единиц с единицами СИ приведены в табл. П.3.2.

Таблица П.3.2

Соотношения некоторых внесистемных единиц с единицами СИ

Название единицы	Обозначение		Соотношение с единицей СИ
	международное	русское	
Длина			
Ангстрем	$\dot{A}$	$\dot{A}$	$1\ \dot{A}=10^{-10}$ м
Микрон	μ	мк	1 микрон = 10^{-6} м
Дюйм	in	–	1 дюйм = 0,0254 м
Фут	ft	–	1 фут = 0,3048 м
Кабельтов	–	–	1 кабельтов = 185,2 м

Продолжение табл. П.3.2

Название единицы	Обозначение		Соотношение с единицей СИ
	международное	русское	
Миля морская	n. mile	–	1 миля морская = 1852 м
Миля сухопутная	mile	–	1 миля сухопутная = 1609,344 м
Площадь			
Ар	ar	ар	1 ар = 100 $м^2$
Гектар	ha	га	1 га = $10^4 м^2$
Акр	acre	акр	1 акр = 4046,86 $м^2$
Объем			
Баррель английский (для сыпучих веществ)	–	–	1 баррель англ. = 0,16365 $м^3$
Баррель нефтяной (США)	–	–	1 баррель нефтяной = 0,158988 $м^3$
Баррель сухой (США)	bbl (US)	–	1 баррель сухой (США) = 0,115628 $м^3$
Галлон английский	gal (UK)	–	1 галлон английский = $4,54609 \cdot 10^{-3}$ $м^3$
Галлон для жидкостей (США)	gal (US)	–	1 галлон для жидкостей = $= 3,78543 \cdot 10^{-3}$ $м^3$
Галлон для сыпучих веществ (США)	–	–	1 галлон для сыпучих веществ (США) = $4,405 \cdot 10^{-3}$ $м^3$
Литр	l, L	л	1 л = 10^{-3} $м^3$
Пинта английская	pt (UK)	–	1 пинта англ. = $5,68261 \cdot 10^{-4}$ $м^3$
Пинта для жидкостей (США)	lig pt(US)	–	1 пинта для жидкостей (США) = $= 4,73179 \cdot 10^{-4}$ $м^3$
Пинта для сыпучих веществ (США)	dry pt (US)	–	1 пинта для сыпучих веществ (США) = $5,50614 \cdot 10^{-4}$ $м^3$
Скорость			
Километр в час	km/h	км/ч	1 км/ч = 0,27778 м/с
Миля в час	mile/h	–	1 миля в час = 0,44704 м/с
Узел морской	kn	уз	1 узел = 0,514444 м/с
Масса			
Гран	gr	–	1 гран = $6,479891 \cdot 10^{-5}$ кг
Карат	-	кар	1 карат = $2 \cdot 10^{-4}$ кг
Тонна	t	т	1 тонна = 1000 кг

Окончание табл. П.3.2

Название единицы	Обозначение		Соотношение с единицей СИ
	международное	русское	
Тонна английская	ton	–	1 тонна англ. = 1016,05 кг
Тонна короткая английская	sh ton	–	1 тонна короткая англ. = 907,185 кг
Унция аптекарская	oz apoth	–	1 унция аптекарская = $31{,}1035 \cdot 10^{-3}$ кг
Унция аптекарская русская	–	–	1 унция аптекарская русская = $= 29{,}86 \cdot 10^{-3}$ кг
Унция торговая	oz	–	1 унция торговая = $28{,}3495 \cdot 10^{-3}$ кг
Унция тройская	oz tr	–	1 унция тройская = $31{,}1035 \cdot 10^{-3}$ кг
Фунт торговый	lb	–	1 фунт торговый = 0,45359237 кг
Фунт в системе русскнх мер	–	–	1 фунт в системе русских мер = = 0,40951241 кг
Фунт (США)	lb (US)	–	1 фунт (США) = 0,4535924277 кг
Давление			
Атмосфера	atm	атм	1 атм = $1{,}01325 \cdot 10^5$ Па
Атмосфера техническая	at	ат	1 атмосфера техническая = $= 0{,}980665 \cdot 10^5$ Па
Миллиметр ртутного столба	mm Hg	мм рт. ст.	1 мм ртутного столба = 133,322 Па
Работа, энергия, количество теплоты			
Киловатт·час	kW·h	кВт·ч	1 кВт·ч = $3{,}6 \cdot 10^6$ Дж
Электрон-вольт	eV	эВ	1 электрон·вольт = $=1{,}60217733 \cdot 10^{-19}$ Дж
Калория международная	cal	кал	1 калория = 4,1868 Дж
Мощность			
Лошадиная сила	–	л.с.	1 лошадиная сила = 735,499 Вт
Лошадиная сила английская	hp	–	1 лошадиная сила англ. = 745,700 Вт

Температура в системе СИ измеряется в градусах Кельвина. Пересчитать температуру из одной температурной шкалы в другую можно с помощью простого соотношения

$$\frac{(T-273{,}15)K}{5} = \frac{t\,^{\circ}\mathrm{C}}{5} = \frac{t\,^{\circ}\mathrm{R}}{4} = \frac{(t-32)\,^{\circ}\mathrm{F}}{9},$$

где K – шкала Кельвина; °C – шкала Цельсия; °R – шкала Реомюра; °F – шкала Фареигейта.

В существующих литературных источниках можно встретить все три системы единиц СГС, МКГСС и СИ, а также различные внесистемные единицы, поэтому необходимо уметь переводить размерности величин из одной системы в другую. Для облегчения такого перевода ниже приведены таблицы соотношений между единицами различных физических величин. Коэффициенты перевода даны с достаточной для инженерной практики точностью.

СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ЕДИНИЦАМИ РАЗЛИЧНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Таблица П.3.3

Связь между единицами скорости

Единица	м/с	м/мин	см/с	км/ч	уз
1 м/с	1	60	100	3,6	1,94
1 м/мин	$1{,}67\cdot10^{-2}$	1	1,67	$6\cdot10^{-2}$	$3{,}24\cdot10^{-2}$
1 см/с	10^{-2}	0,6	1	$3{,}6\cdot10^{-2}$	$1{,}94\cdot10^{-2}$
1 км/ч	0,278	16,7	27,8	1	0,540
1 уз	0,514	30,9	51,4	1,85	1

Таблица П.3.4

Связь между единицами угловой скорости

Единица	рад/с	об/с	об/мин	°/с
1 рад/с	1	0,159	9,55	57,3
1 об/с	6,28	1	60	$3{,}6\cdot10^{2}$
1 об/мин	0,105	$1{,}67\cdot10^{-2}$	1	6
1°/с	$1{,}75\cdot10^{-2}$	$2{,}78\cdot10^{-3}$	0,167	1

Таблица П.3.5

Связь между единицами массы

Единица	кг	г	т.е.м.	т
1 кг	1	10^{3}	0,102	10^{-3}
1 г	10^{-3}	1	$1{,}02\cdot10^{-4}$	10^{-6}
1 т.е.м.	9,81	$9{,}81\cdot10^{3}$	1	$9{,}81\cdot10^{-3}$
1 т	10^{3}	10^{6}	102	1

Таблица П.3.6

Связь между единицами силы

Единица	Н	дин	кгс	сн
1 Н	1	10^{5}	0,102	10^{-3}
1 дин	10^{-5}	1	$1{,}02\cdot10^{-6}$	10^{-8}
1 кгс	9,81	$9{,}81\cdot10^{5}$	1	$9{,}81\cdot10^{-3}$
1 стен (сн)	10^{3}	10^{8}	102	1

Таблица П.3.7

Связь между единицами давления

Единица	Па	дин/см^2	кгс/см^2	бар	атм
1 Па	1	10	$1{,}02\cdot10^{-5}$	10^{-5}	$9{,}87\cdot10^{-6}$
1 дин/см^2	0,1	1	$1{,}02\cdot10^{-6}$	10^{-6}	$9{,}87\cdot10^{-7}$
1 кгс/см^2	$9{,}81\cdot10^{4}$	$9{,}81\cdot10^{5}$	1	0,981	0,968
бар	10^{5}	10^{6}	1,02	1	0,987
атм	$1{,}01\cdot10^{5}$	$1{,}01\cdot10^{6}$	1,03	1,01	1

Таблица П.3.8

Связь между единицами работы и энергии

Единица	Дж	эрг	кгс·м	ккал	кВт·ч
1 Дж	1	10^{7}	0,102	$2{,}39\cdot10^{-4}$	$2.78\cdot10^{-7}$
1 эрг	10^{-7}	1	$1{,}02\cdot10^{-8}$	$2{,}39\cdot10^{-11}$	$2{,}78\cdot10^{-14}$
1 кгс·м	9,81	$9{,}81\cdot10^{7}$	1	$2{,}34\cdot10^{-3}$	$2{,}72\cdot10^{-6}$
1 ккал	$4{,}19\cdot10^{3}$	$4{,}19\cdot10^{10}$	$4{,}27\cdot10^{2}$	1	$1{,}16\cdot10^{-3}$
1 кВт·ч	$3{,}6\cdot10^{6}$	$3{,}6\cdot10^{13}$	$3{,}67\cdot10^{5}$	$8{,}6\cdot10^{2}$	1

П.4. СВОЙСТВА ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ТЕРМИНЫ ТЕОРИИ ДЕТОНАЦИИ И УДАРНЫХ ВОЛН

Взрыв. Впервые, по-видимому, определил понятие «взрыв» М. В. Ломоносов. На современном языке это определение звучит следующим образом: *Взрыв – это очень быстрое выделение большого количества энергии и большого объема газов.* В современном естествознании понятие «взрыв» приобрело значительно более широкий смысл, чем тот, который заложен в данном определении. Не претендуя на полноту и законченность формулировки, можно сказать, что в настоящее время под взрывом понимается процесс весьма быстрого физического или химического превращения системы, сопровождающийся переходом ее потенциальной энергии в механическую работу. Работа, совершаемая при взрыве, обусловлена быстрым расширением газов или паров, независимо от того, существовали ли они до или образовались во время взрыва.

Уже в определении М. В. Ломоносова, несмотря на его простоту, содержится ряд принципиальных моментов. Остановимся на двух из них, представляющихся наиболее важными. Во-первых, что означает «очень быстрое»? Быстрота процесса – понятие относительное, она должна определяться в сравнении с быстротой дру-

гих процессов. Например, можно утверждать, что при взрыве выделение энергии происходит намного быстрее, чем при горении того же вещества. Во-вторых, «большое колнчество энергии». Логичнее всего сравнивать это количество с энергией, так или иначе содержащейся в окружающей среде.

Взрывы могут быть вызваны различными физическими или химическими явлениями, например:

- взрыв парового котла или баллона со сжатым газом;
- взрывы шаровой молнии или проводника, по которому пропускается электрический ток высокого напряжения;
- ядерные и термоядерные взрывы;
- взрывы взрывчатых веществ.

Удариая волна. Термин «ударная волна» относится к узкой зоне (толщиной в несколько длин свободного пробега молекул для газов, несколько межатомных расстояний в кристаллических телах и размеров частиц для гранулированных материалов), в которой происходит резкое увеличение давления, плотности и скорости вещества. За этой зоной вещество находится в состоянии, близком к термодинамически равновесному. В самом общем случае для плоской ударной волны параметры перед фронтом и за фронтом связаны соотношениями, выражающими законы сохранения массы, импульса и энергии:

$$\begin{aligned} \rho_0(D-u_0) &= \rho_1(D-u_1), \\ p_1 - p_0 &= \rho_0(D-u_0)(u_1-u_0), \\ E_1 - E_0 &= \frac{p_1+p_0}{2}(v_0-v_1). \end{aligned} \qquad (\text{П.1})$$

Здесь ρ – плотность; $v = 1/\rho$ – удельный объем; p – давление; u, D – массовая скорость и скорость ударной волны; E – удельная внутренняя энергия; индекс 0 относится к состоянию перед фронтом, 1 – за фронтом ударной волны.

Последнее из приведенных соотношений, связывающее кинематические и термодинамические параметры, называют ударной адиабатой или адиабатой Гюгонио. Приведенные соотношения обладают уникальным свойством: они справедливы для ударных волн в любой среде. Для того чтобы конкретизировать среду, необходимо к системе (П.1) добавить уравнение состояния среды, например, в виде $p = p(\rho, E)$. Используя уравнение состояния, можно конкретизировать ударную адиабату для данного вещества. Для идеально-

го газа с постоянным показателем адиабаты k ударная адиабата принимает вид

$$\frac{p_1}{p_0}=\frac{(k+1)\rho_1-(k-1)\rho_0}{(k+1)\rho_0-(k-1)\rho_1},\quad \text{или}\quad \frac{\rho_1}{\rho_0}=\frac{(k+1)p_1+(k-1)p_0}{(k+1)p_0+(k-1)p_1}. \qquad (\text{П.2})$$

Ход ударной адиабаты (кривая AB) показан на рис. П.1. Полное приращение энергии единицей массы вещества при ударном сжатии соответствует площади прямоугольного треугольника OAB. Если представить, что сжатие проходило при постоянной температуре, то изменение состояния вещества проходило бы по изотерме T = const и тогда увеличение внутренней энергии вещества ΔE_x зависело бы только от упругого сжатия. Однако в реальных веществах ударное сжатие всегда происходит в соответствии с кривой AB, проходящей выше изотермы, что свидетельствует о нагреве вещества, подвергнутого ударному сжатию.

Особо отметим, что ударная адиабата является геометрическим местом точек, соответствующих состояниям вещества, достигаемым при переходе из начального состояния (p_0, v_0) в состояние на фронте ударной волны (p_1, v_1). Промежуточные точки не лежат на ударной адиабате. Нагружение идет по прямой AB (штриховая линия на рис. П.1). Эту прямую называют в отечественной литературе прямой Михельсона, а в зарубежной – прямой Рэлея.

Горение. Дефлаграция. Горение – это сложное, быстропротекающее химическое превращение, сопровождающееся выделением значительного количества тепла и ярким свечением. В большинстве случаев горение происходит в результате экзотермического окисления горючего (вещества, способного к горению) окислителем (кислородом, в том числе – кислородом воздуха, закисью азота и др.). К горению относятся и другие процессы, связанные с быстрым превращением и тепловым или цепным их ускорением, в том числе – разложение взрывчатых веществ. По скорости распространения превращения горение подразделяется на дефлагра-

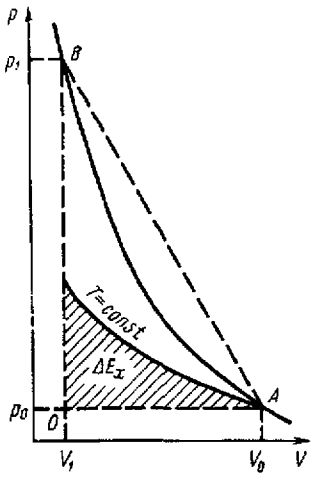


Рис. П.1. Ударная адиабата Гюгонио

цию, протекающую с дозвуковыми скоростями, и детонацию, распространяющуюся со сверхзвуковыми скоростями. Следует отметить, что первоначально термин «дефлаграция» относился только к такому режиму горения, при котором происходило формирование волны сжатия, трансформировавшейся в ударную волну; при этом дефлаграция переходит в детонацию.

Детонация. Детонация является наиболее быстрой формой взрывного превращения, распространяющегося со сверхзвуковой скоростью. Это гидродинамический процесс распространения по веществу детонационной волны, представляющей собой комплекс из ударной волны и расположенной за ней зоны экзотермической реакции. В простейшей модели детонации Чепмена-Жуге фронт детонационной волны (зона превращения) предполагается состоящим из ударного фронта и параллельной, располагающейся позади него, плоскости (плоскости Чепмена-Жуге), в которой происходит мгновенное выделение энергии взрывчатого вещества. С точки зрения газовой динамики плоскость Чепмена-Жуге – это плоскость перехода от сверхзвукового течения вещества перед фронтом детонационной волны к дозвуковому за ее фронтом. На плоскости Чепмена-Жуге течение звуковое. Часто используются приближенные формулы для вычисления плотности, давления, массовой скорости, скорости звука и скорости детонации в плоскости Чепмена-Жуге:

$$\rho_H = \rho_0 \frac{k+1}{k}; \quad p_H = \frac{\rho_0 D^2}{k+1}; \quad u_H = \frac{D}{k+1};$$

$$c_H = \frac{kD}{k+1}; \quad D = \sqrt{2Q_v\left(k^2-1\right)}, \qquad (П.3)$$

где Q_v – энергия, выделяющаяся при детонационном превращении. Для продуктов детонации высокоплотных конденсированных ВВ часто принимают $k = 3$.

СВОЙСТВА ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

Основные свойства некоторых распространенных взрывчатых веществ приведены в табл. П.4.1. В скобках даны названия соответствующих ВВ, встречающиеся в англоязычной литературе.

Таблица П.4.1

Свойства взрывчатых веществ

Название	Состав	Плотность ρ_0, г/см^3	Теплота взрыва Q_v, кДж/кг	Показатель изоэнтропы ПД k	Скорость стационарной детонации D, км/с	Давление в точке Чепмена-Жуге p_H, ГПа
Тротил (TNT)	Тринитротолуол	1,06 1,64	3570 4330	1,66 3,16	5,25 6,95	11,0 19,0
Гексоген (RDX)	Циклотриметилентринитрамин	1,00 1,80	5000 5530	2,48 2,98	5,98 8,75	10,8 34,7
Октоген (HMX)	Циклотраметилентетранитрамин	1,90	5460	3,00	9,10	39,3
ТЭН (PETN)	Пентаэритрит тетранитрат	1,00 1,77	5440 5870	2,45 2,64	5,48 8,30	8,7 33,5
ТАТБ (TATB)	Триаминтринитробензол	1,895	-	2,72	7,86	31,5
Состав В (Comp B)	Гексоген/тротил 64/36	1,713	4860	2,76	8,03	29,4
Пентолит	Тротил/ТЭН 50/50	1,65		2,84	7,47	24,7
Нитроглицерин (NG)	Нитроглицерин	1,59	6220	2,83	7,58	24,6
Нитрометан (NM)	Нитрометан	1,128	4640	2,17	6,29	14,1
Аммиачная селитра (AN)	Нитрат аммония	1,05 1,725	1440 1600	3,21 3,69	4,58 7,68	5,23 21,7
ТА-23	Тротил / Al 77/23	1,73	5910	–	6,50	–
ТГ-20	Тротил/ гексоген 20/80	1,71	5150	–	8,15	–
Окфол 3,5	Октоген / флегматизатор 96,5/ 3,5	1.76	5240	–	8,70	–
Пластит ПВВ-12	Гексоген / связка 90/10	1,60	5200	–	8,00	–
Пластит ПВВ-5а	Гексоген /связка 85/15	1,40	4610	–	7,40	–
Пластит (С-4)	Гексоген /связка 91/9	1,64	5030	–	8,19	–
Эластит ЭВВ-34	ТЭН / пластификатор 80/20	1,50	4570	–	7,7	–

П.5. УДАРНЫЕ АДИАБАТЫ ВЕЩЕСТВ

При экспериментальном исследовании плоских ударных волн в конденсированных средах обычно измеряются скорости УВ (D) и свободной поверхности, по которой определяется массовая скорость (u) (в приближении свободной поверхности скорость u равна половине скорости свободной поверхности). При этом для различных материалов в диапазоне давлений от 10 до 100 ГПа зависимости между скоростью ударной волны и массовой скоростью хорошо укладываются в линейную зависимость

$$D = a + \lambda u. \qquad (П.4)$$

К настоящему времени константы a и λ определены для многих материалов. Часть этих данных приведена в табл. П.5.1. Имея эти экспериментальные данные, можно построить ударные адиабаты, определить уравнения состояния и вычислить температуру на фронте ударной волны. В частности, связь между параметрами на фронте УВ $p(u)$, $v(u)$, $p(v)$, $p(\rho)$, ($v = 1/\rho$) определяется из следующих зависимостей:

$$p = \rho_0 u(a + \lambda u);$$

$$v = v_0 \frac{a + (\lambda - 1)u}{a + \lambda u}; \qquad (П.5)$$

$$p = \frac{a^2}{v_0}\left(1 - \frac{v}{v_0}\right)\left[1 - \lambda\left(1 - \frac{v}{v_0}\right)\right]^{-2};$$

$$p = a^2\rho\left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1\right)\left[\lambda - (\lambda - 1)\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)\right]^{-2}.$$

Таблица П.5.1

Значения коэффициентов a и λ для различных веществ

Вещество	Плотность ρ_0, г/см^3	Объемная скорость звука c_0, км/с	a, км/с	λ	Диапазон давлений p, кбар	Диапазон скорости u, км/с
1. Элементы						
Алюминий	2,71		5,330	1,35	20...2000	
Бериллий	1,845	7,934	7,975	1,091	144...290	
Ванадий	6,1	5,180	5,108	1,210	207...1270	
Висмут	9,8		2,000	1,340	350...3500	

Продолжение табл. П.5.1

Вещество	Плотность ρ_0, г/см^3	Объемная скорость звука c_0, км/с	a, км/с	λ	Диапазон давлений p, кбар	Диапазон скорости u, км/с
Вольфрам	19,17	4,050	4,005	1,268	400...2110	
Железо	7,85		3,800	1,580	400...5000	
Золото	19,3		3,150	1,470	590...5200	
Индий	7,27	2,330	2,370	1,61	218...414	
Йод	4,93		1,350	1,7	50...700	
Кадмий	8,64		2,650	1.48	360...3500	
Калий	0,86		2,000	1,172	33...860	
Кобальт	8,82	4,630	4,748	1.33	246...1640	
Литий	0,53		4,450	1,115	<500	
Магний	1,72		4,780	1,16	60...400	
Медь	8,90	3,980	3,915	1,495	<4000	
Молибден	10,2	5,192	5,157	1,238	260...1670	
Натрий	0,97		2,550	1,262	<970	
Никель	8,86	4,630	4,646	1,445	240...1520	
Ниобий	8,6	4,427	4,447	1,212	250...491	
Олово	7,28	2,761	2,640	1,476	175...1400	
Палладий	11,95	3.800	3,793	1,922	267...541	
Платина	21,37	3,640	3,671	1,405	300...598	
Родий	12,42	4,630	4,680	1,645	284...562	
Ртуть	13,55		1,450	2,200	230...473	
Свинец	11,34	2,029	2,028	1,517	200...1410	
Сера	2.1		2,200	1,00	68...204	
Серебро	10,49		3,300	1,54	460...4100	
Сурьма	6,69		2,000	1,60	252...1200	
Таллий	11.84	1,830	1,859	1,515	218...1550	
Тантал	16,46	3,410	3,374	1,155	277...557	
Титан	4,51	4,847	4,779	1,088	175...1080	
Торий	11,68	2,059	2,132	1,278	207...1430	
Уран	18,9		2,550	1,504	342...6570	
Хром	7,10	5,150	5,217	1,465	238...1400	
Цинк	7,14	3,030	3,050	1,559	190...1430	
Цирконий	6,49	3,74	3,770	0,93	260...417	
2. Сплавы и смеси						
ВНЖ-90	17,1		3,832	1,497		0,6...3,6
АМГ-6	2,64		5,508	1,233		0,6...6,1
Д-16	2,78		5,386	1,284		0,7...6
Сталь 45	7,85		3,940	1,58		0,8...3,1
Сталь 40Х	7,83		4,010	1,5		0,8...3,2
12Х18Н10Т	7,89		4,553	1,482		0,2...2,8
Карбид вольфрама			4,920	1,339	<2000	
Латунь	8,41		3,800	1,42	224...1800	

Окончание табл. П.5.1

Вещество	Плотность ρ_0, г/см^3	Объемная скорость звука c_0, км/с	a, км/с	λ	Диапазон давлений p, кбар	Диапазон скорости u, км/с
3. Различные вещества						
Парафин	0,91		1,810	2,31	22,5...66,3	
			3,320	1,24	66,3...260	
Плексиглас	1,18	2,440	2,590	1,51	3...76	
			3,100	1,32	130...1300	
			2,740	1,35	17...2000	
Кварц	2,65	3,690	3,710	1,24	39...185	
Гранит	2,6		2,435	1,525		2...5,1
Известняк			3,750	1,44		0,8...8
Вода	1,0		1,500	2,0	<20	
			1,700	1,7	10...114	
Метиловый спирт	0,80		1,800	1,5	48...112	
Нитрометан	1,14		2,00	1,38	20...88	
Тротил	1,614	2,57	2,39	2,05		
Гексоген	1,8		2,87	1,61		
Октоген	1,891		3,07	1,79		
ТЭН	1,67		2,83	1,91		
Тротил/гексоген 40/60	1,7		2,95	1,58		

Для ВВ параметры ударных адиабат справедливы для тех давлений, пока не начинается химическое разложение ВВ за фронтом ударной волны.

ЛИТЕРАТУРА К ПРИЛОЖЕНИЯМ

1. *Вентцель Е.С.* Введение в исследование операций. – М.: Сов. радио, 1964. – 173 с.

2. *Фендриков Н.М., Яковлев В.И.* Методы расчетов боевой эффективности вооружения. – М.: Воениздат, 1971. – 224 с.

3. *Сена Л.А.* Единицы физических величин и их размерности. – М.: Наука, 1977. – 336 с.

4. *Чертов А.Г.* Физические величины. – М.: Высшая школа, 1990. – 336 с.

5. *Физика взрыва* / Под ред. Л.П. Орленко. – В 2 т. Т.1. – М.: Физматлит, 2002. – 832 с.

6. *Физика взрыва* / Под ред. Л.П. Орленко. – В 2 т. Т.2. – М.: Физматлит, 2002. – 656 с.

7. *Мейдер Ч.* Числеиное моделирование детонации: Пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – 384 с.

8. *Дубнов Л.В., Бахаревич Н.С., Романов А.И.* Промышлеиные взрывчатые вещества. –М.: Недра, 1988. – 358 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ 5

ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ 7

ВВЕДЕНИЕ 9

В.1. Типы боеприпасов и характеристики их поражающего действия 9

В.2. Обобщенные характеристики поражающего действия 11

В.3. Оценка эффективности стрельбы 18

В.4. Вопросы для самоконтроля 39

Литература к введению 40

Глава 1. ОСКОЛОЧНЫЕ СРЕДСТВА ПОРАЖЕНИЯ И БОЕПРИПАСЫ 41

1.1. Основные понятия и определения. Общие сведения 41

1.2. Механика высокоскоростной деформации и разрушения оболочек под действием взрыва 48

1.3. Моделирование процессов взрывного разрушения оболочек с помощью стандартных макетов 55

1.4. Статистические модели полей разлета осколков и формируемых осколочных спектров 67

1.5. Внешняя баллистика осколков 78

1.6. Виды поражающего действия осколков 82

1.7. Законы поражения целей осколками 84

1.8. Приведенная зона поражения цели осколочным действием 88

1.9. Методы оптимизации параметров осколочных боеприпасов 89

1.10. Характеристики уязвимости объектов по отношению к осколочному действию, определение безопасных расстояний 96

1.11. Вопросы для самоконтроля 100

Литература к главе 1 102

Глава 2. СРЕДСТВА ПОРАЖЕНИЯ И БОЕПРИПАСЫ КУМУЛЯТИВНОГО ДЕЙСТВИЯ 103

2.1. Основные понятия и определения. Общие сведения 103
2.2. Физические основы функционирования 108
2.3. Импульсное нагружение оболочек, их метание и обжатие 122
2.4. Формирование, растяжение металлических струй и их проникание в преграды 132
2.5. Инженерная методика расчета параметров функционирования кумулятивного заряда 136
2.6. Влияние конструктивных параметров и технологии изготовления кумулятивного заряда на пробивное действие 144
2.7. Влияние условий применения кумулятивных боеприпасов на их действие 153
2.8. Формирование и действие компактных поражающих элементов 155
2.9. Действие кумулятивных боеприпасов по современной танковой броне 158
2.10. Методы оценки эффективности кумулятивного действия 164
2.11. Вопросы для самоконтроля 165

Литература к главе 2 166

Глава 3. СРЕДСТВА ПОРАЖЕНИЯ И БОЕПРИПАСЫ ФУГАСНОГО ДЕЙСТВИЯ 168

3.1. Основные понятия и определения. Общие сведения 168
3.2. Взрыв заряда в воздухе 179
3.3. Отражение ударных волн от преград и обтекание преград ударными волнами 191
3.4. Определение параметров воздушной ударной волны при взрыве топливно-воздушных смесей 202
3.5. Оценка воздействия ударных волн на различные объекты 214
3.6. Взрыв заряда в воде 228
3.7. Взрыв заряда в грунте 235
3.8. Вопросы для самоконтроля 248

Литература к главе 3 250

Глава 4. СРЕДСТВА ПОРАЖЕНИЯ И БОЕПРИПАСЫ ПРОНИКАЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ 251

4.1. Основные понятия и определения. Общие сведения 251
4.2. Соударение ударников с преградами 266
4.3. Постановка различных задач проникания и пути их решения 291
4.4. Удар стержнями 296
4.5. Особенности соударения с тонкими преградами (экранами) 306
4.6. Экспериментальные и экспериментально-теоретические методы конечной баллистики 309
4.7. Вопросы для самоконтроля 316

Литература к главе 4 318

Глава 5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ 320

5.1. Введение. Основные понятия 320
5.2. Система уравнений механики сплошной среды 325
5.3. Модели, описывающие поведение сред при интенсивных динамических нагрузках 330
5.4. Численные методы решения динамических задач 354
5.5. Примеры численного моделирования 362
5.6. Вопросы для самоконтроля 381

Литература к главе 5 384

ПРИЛОЖЕНИЯ 385

П.1. Сведенные среднние ошибки при стрельбе дивизионом после полной подготовки исходных данных 385
П.2. Значения приведениой функции Лапласа 386
П.3. Основные системы единиц и связь между ними 387
П.4. Свойства взрывчатых веществ 395
П.5. Ударные адиабаты веществ 400

Литература к приложениям 402

УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

Игорь Андреевич Балаганский
Лев Алексеевич Мержиевский

ДЕЙСТВИЕ СРЕДСТВ ПОРАЖЕНИЯ И БОЕПРИПАСОВ

Учебник

Редактор *И. Л. Кескевич*
Художник-дизайнер *А. В. Волошина*
Корректор *Л. Н. Ветчакова*
Компьютерная верстка *С. Н. Кондратенко*

Лицензия ИД № 04303 от 20.03.01
Подписано в печать 27.04.04
Формат 60 × 90 1/16. Бумага офсетная
Уч.-изд. л. 25,5. Печ. л. 25,5
Тираж 3000 экз. (1-й з-д – 1-500 экз.). Заказ № 295

Издательство Новосибирского государственного
технического университета
630092, г. Новосибирская, пр. К. Маркса, 20
Тел. (383-2) 46-31-87
E-mail: office @ publish.nstu.ru

Отпечатано в типографии
Новосибирского государственного технического университета
630092, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20